



Contribution à l'étude magnéto thermo dynamique des protubérances solaires

Jean-Marie Malherbe

► To cite this version:

Jean-Marie Malherbe. Contribution à l'étude magnéto thermo dynamique des protubérances solaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1987. tel-00681658

HAL Id: tel-00681658

<https://theses.hal.science/tel-00681658>

Submitted on 22 Mar 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

U N I V E R S I T E D E P A R I S V I I

T H E S E

D E

D O C T O R A T D ' E T A T

présentée

par

Jean - Marie MALHERBE

pour l'obtention du titre de Docteur ès Sciences

CONTRIBUTION A L'ETUDE

MAGNETO - THERMO - DYNAMIQUE

DES PROTUBERANCES SOLAIRES

Soutenue le 30 JUIN 1987 devant la commission d'examen :

J.	HEYVAERTS	Président
C.	CHIUDERI	Examineurs
P.	LENA	
J.	LEORAT	
J.L.	LEROY	
P.	MEIN	
B.	SCHMIEDER	

AVERTISSEMENT

On trouvera, à la fin de cet ouvrage, une bibliographie relatant les divers travaux de l'auteur. Dans le texte ci-dessous, les articles et communications sont signalés respectivement par les sigles An ou Cn, n désignant leur numéro d'ordre dans cette bibliographie.

J'ai soutenu ma thèse de 3ème cycle intitulée "Equilibre magnétohydrodynamique des protubérances solaires" en avril 1983. Les articles A1, A2, A3, A4 ainsi que les communications C2, C3 et C5 en constituaient l'ossature. Le présent travail est la continuation logique, l'élargissement et l'approfondissement des recherches déjà entreprises : la dynamique, les instabilités MHD ainsi que les mécanismes de condensation des protubérances y sont étudiés, tant d'un point de vue observationnel que théorique (simulations numériques en particulier). Les articles A6, A7, A8, A10, A12, A14, A15 ainsi que les communications C4, C7, C14, C16 et C19 énumérés dans ma bibliographie constituent l'essentiel de ce mémoire de thèse.

J'ai néanmoins étendu considérablement, depuis 1983, mon champ d'investigations, avec l'étude de la chromosphère calme (A5, A17, C11, C13), de la photosphère calme (granulation, travaux en cours avec T. Roudier et R. Müller), de la couronne (A9), et enfin des éruptions en double filet (A14). Je me suis intéressé aussi à l'importante question des diagnostics spectroscopiques, et une méthode d'inversion des raies du Ca II a été mise au point (A13). Les résultats de ces recherches ne sont pas inclus dans cette thèse.

J'ai eu souvent l'occasion de présenter mes travaux lors de séminaires, dont ceux de l'école Goutelas ; ces derniers introduisent d'ailleurs les deux grandes parties de ma thèse (dynamique et instabilités ; simulations numériques). Je n'ai pas non plus négligé d'expliquer mes activités à un plus large public que celui des spécialistes : les articles de vulgarisation scientifique figurant dans ma bibliographie en attestent.

En ce qui concerne les activités de service liées à la recherche, c'est l'informatique et le traitement d'images qui ont occupé la plus grande portion de mon temps. Je suis engagé dans le développement du système eVe ; j'ai accepté aussi la responsabilité de la partie "traitement d'images" du projet national THEMIS ; je m'occupe aussi de ces questions au niveau européen, au sein de la communauté JOSO. Enfin, j'ai conçu avec J. Léorat et F. Colson, un dispositif pour l'animation des images digitales, et, depuis cette année, je participe à l'enseignement de l'informatique et du traitement d'images au DEA de Paris 7.

Meudon, février 1987.

Remerciements

Je voudrais remercier, au terme de ce travail, les nombreuses personnes avec qui j'ai collaboré pendant ces quatre dernières années, et tout particulièrement P. Mein, qui a dirigé ces recherches.

Les dépouillements d'observations sol (DPSM) / espace (SMM) ont été réalisés de concert avec P. Mein et B. Schmieder, mais aussi parfois avec G. Simon, N. Mein et M.J. Martres. E. Tandberg-Hanssen (N.A.S.A, M.S.F.C.) et A. Poland (N.A.S.A., G.S.F.C.) m'ont permis d'accéder aux données spatiales UV du satellite SMM ; je leur exprime ici ma gratitude.

La modélisation de quelques événements observés (instabilités) a été effectuée avec M. Raadu (Institut Royal de Technologie, Stockholm).

Quant aux résultats de simulations numériques, ils ont été obtenus dans le cadre d'une collaboration très étroite et vivifiante avec T. Forbes (Université du New Hampshire, USA). J'ai bénéficié aussi de discussions stimulantes avec E. Priest (Université de St. Andrews, Ecosse) et G. Einaudi (Ecole Normale de Pise, Italie).

Je tiens aussi à remercier sincèrement les membres de mon jury de thèse, et plus spécialement ceux qui en ont été les rapporteurs (C. Chiuderi, J. Léorat, J.L. Leroy et P. Mein).

C. Coutard, R. Hellier et A. Miguel m'ont apporté une aide précieuse lors des observations à la Tour Solaire de Meudon ou au Pic du Midi. De même, C. Bréchet m'a favorisé la tâche de digitalisation et de mise en forme des clichés DPSM.

Enfin, je suis reconnaissant à tous les membres du Laboratoire de Physique Solaire (UA. 326) qui ont pu m'apporter un soutien, même indirect, et qui m'ont encouragé, sans oublier S. Bordet qui a bien voulu accepter, avec gentillesse, d'assurer la dactylographie de ce mémoire de thèse.

Meudon, février 1987.

RESUME DES TRAVAUX DE RECHERCHE PRESENTES DANS CETTE THESE

thème : les protubérances solaires : dynamique, instabilités et processus MHD de condensation du plasma.

Deux axes principaux, reliés aux problèmes de formation, d'équilibre dynamique et d'instabilités des protubérances solaires, ont été suivis avec le développement :

- 1)- de l'étude dynamique des mouvements stationnaires du plasma et des instabilités (dépouillement d'observations et modélisation en liaison avec les aspects magnétiques).
- 2)- de la théorie des processus MHD de condensation de matière couplée à la reconnexion magnétique (formation des protubérances et des boucles post éruptives), en utilisant des méthodes soit numériques, soit analytiques.

Dans le texte ci dessous, les articles et communications sont signalés respectivement à l'aide des sigles An ou Cn, n désignant leur numéro dans la bibliographie de l'auteur.

1) Dynamique du plasma et modélisation

Collaborations : E. Tandberg-Hanssen (USA), A. Poland (USA), et M. Raadu (Suède).

a) dynamique et oscillations des filaments stationnaires

De nombreuses observations coordonnées entre les DPSM (Meudon, Pic du Midi en H α) et l'UVSP (SMM, en CIV) ont été dépouillées et ont mis en évidence des mouvements **montants** permanents dans le corps des filaments (aux deux niveaux de température) et de descente dans les pieds les reliant à la chromosphère (A6, A8). Ces mouvements de montée ont été modélisés, ainsi que les processus de condensation stationnaire associés. Ils sont supposés découler d'une évolution

quasi-statique du support magnétique du filament et pourraient éventuellement être la signature de la convection solaire à grande échelle (cellules géantes, C4).

La présence d'oscillations a été aussi testée, dans les deux raies, pour des filaments de plage : l'absence d'oscillations de type chromosphérique est démontrée en H α (A12) ; elles semblent aussi réduites en CIV dans la zone de transition autour des filaments (A 12). Par contre, les structures du soleil actif (taches) oscillent en CIV. La présence de champ magnétique (couplage des modes sonores et alfvéniques de façon complexe) est probablement responsable de la modification des oscillations chromosphériques dans ces structures solaires.

b) instabilités des protubérances

L'activité pré-éruptive des filaments de plage a été particulièrement examinée. Plusieurs phénomènes consécutifs à des instabilités ont été mis en évidence, à l'aide d'observations au DPSM de Meudon : **éjections** de matière supersonique (A15), **envol global** du plasma, (A8), mouvements de **torsion** (A7). Les observations ont été modélisées dans chacun des cas ci dessus. La stabilité thermique des filaments a été aussi succinctement étudiée (C19).

2) Théorie des processus MHD de condensation

Collaborations : T. Forbes (USA), E. Priest (GB)

Les problèmes 2D liés à la formation des protubérances dans une nappe de courant verticale, sans gravité ni conduction, ont été abordés. Les interactions entre les modes de **condensation** et les modes de **reconnection** du champ magnétique ont été étudiés (C7, C16), à l'aide d'un code numérique MHD **résistif**, **compressible** et **radiatif** dépendant du temps (SHASTA). La condition initiale est une nappe de courant en équilibre mécanique, éventuellement thermique. Le modèle tient compte de l'ancrage des lignes de force dans la photosphère solaire. Il utilise les paramètres suivants : $\beta = 0.1$; $R_m = 120$.

Il ressort de ces calculs numériques que les zones singulières de champ magnétique, comme les nappes de courant, sont particulièrement favorables à la formation d'une condensation. En effet, la présence initiale d'un courant est fondamentale, car c'est sa dissipation qui engendre le processus d'instabilité thermique, au dessus du point neutre X formé par la reconnection du champ (protubérances de type Kuperus - Raadu, C16). Un second mécanisme de

condensation, lié à la formation d'une onde de choc MHD rapide, a été découvert grâce aux calculs numériques. L'influence de ce choc sur les propriétés radiatives du plasma a été étudiée de façon analytique (A10, C14, C16). La formation des condensations de type Kippenhahn - Schluter, sous le point neutre X formé par la reconnexion du champ peut résulter de ce mécanisme (compression par un jet supermagnéto-sonique issu du point X).

Nos résultats numériques (C7, C16) prévoient ainsi la formation de deux condensations, en dessus et au dessous du point neutre X (site de reconnexion), dans le régime de paramètres étudiés. Compte tenu de la condition initiale choisie (nappe de courant), notre modèle s'applique soit à l'étude de la formation des filaments au dessus des frontières entre cellules magnétiques géantes par exemple, soit à l'étude de l'interaction des modes résistifs-radiatifs lors de la phase graduelle des éruptions solaires en double filet, après la formation d'une nappe de courant à l'issue de l'ouverture des lignes de force d'une boucle pré-existante (scénario de Kuperus et Tandberg-hanssen). La simulation numérique montre dans ce dernier cas la formation de protubérances en boucles ("post flare loops") sous la compression du choc rapide issu du site de reconnexion. Ces condensations sont effectivement observées survenir au cours de la phase principale des éruptions.

D'autre part, nous suggérons que le chauffage qui résulte de la dissipation des courants au point X provoque la formation d'un front de conduction, qui devrait engendrer l'évaporation de la chromosphère au pied des lignes de force issues de la région d'annihilation du champ magnétique (c'est à dire dans les filets brillants que l'on observe en H α lors des éruptions en double filet). Cette prédiction (modélisée analytiquement en C14) a reçu une tentative de vérification dans l'article A14, dans lequel des observations mettent en évidence des mouvements ascendants au dessus des filets éruptifs. Un modèle qualitatif de la dynamique et de la thermique de la phase graduelle est aussi présenté dans cette publication, basé à la fois sur les résultats observationnels et théoriques obtenus.

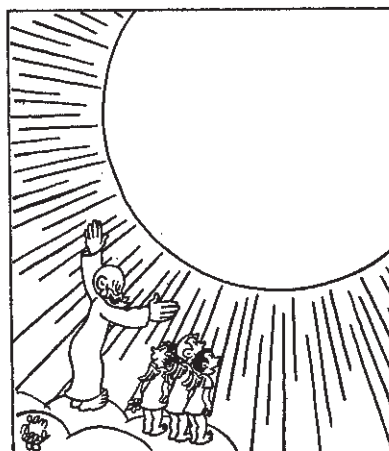
PLAN DE LA THESE

	page
- <u>Introduction</u>	1
1 - Etat des connaissances : les modèles et observations de protubérances (séminaire de Goutelas)	2
2 - Questions actuelles	28
- <u>Première partie : Dynamique et instabilités des protubérances solaires : observations et modélisation</u>	34
1 - Dynamique	35
- "Study of giant cell motions and their possible relationship with the dynamics of filaments" (C4)	38
- "Dynamics of solar filaments - III - Analysis of steady flows in H α and CIV lines" (A6)	43
- "Dynamics of solar filaments - IV - structure and mass flow of an active region filament" (A8)	51
- "Dynamics of solar filaments - V - oscillations in the H α and CIV lines" (A 12)	58
2 - Instabilités	65
- "Twisting motions in a disturbed solar filament" (A7)	68
- "Material ejecta in a disturbed solar filament" (A15)	75
- "On the thermal stability of solar prominences" (C19)	96
- <u>Seconde Partie : Formation des protubérances et simulations numériques 2D résistives-radiatives</u>	100
1 - Présentation des méthodes aux différences finies et du code MHD "SHASTA" (séminaire de Goutelas)	101
2 - La reconnexion magnétique radiative : état des connaissances	133
3 - Simulations numériques	154
"A numerical simulation of the formation of solar prominences" (C7)	197
"Can prominences form in current sheets ?" (C16)	201

4 - Mécanismes de condensation	208
"A shock-condensation mechanism for loop prominences" (A10)	214
"A reconnection mechanism for coronal condensations in two ribbon flares" (C14)	218
5 - Liaison avec les éruptions en double filet :	
test observationnel	228
"Evidence for chromospheric evaporation during the gradual phase of large solar flares" (A14)	230
- <u>Conclusions et perspectives</u>	247
- <u>Publications, communications de l'auteur</u>	249

INTRODUCTION

L'introduction est divisée en deux parties : la première (compte rendu d'un séminaire à l'Ecole de Goutelas) fait le point sur l'état des connaissances concernant les mécanismes de formation, d'équilibre et d'instabilités dans les protubérances. La seconde partie met en évidence les questions principales qui se posent actuellement aux astronomes, dans le domaine précité.



CREATION DU SOLEIL

— Simple entrée en matière...

I - 1 - ETAT DES CONNAISSANCES : LES MODELES ET OBSERVATIONS DES PROTUBERANCES

EQUILIBRE MHD ET INSTABILITES DANS
LES PROTUBERANCES OU FILAMENTS SOLAIRES

Exposé présenté à l'école de Goutelas par

J.M. MALHERBE

"Les protubérances se présentent sous des aspects si bizarres et si capricieux qu'il est absolument impossible de les décrire avec quelque exactitude".

Secchi, 1875, "Le Soleil".

SOMMAIRE

I - PRESENTATION DES PROTUBERANCES

1. Morphologie et propriétés de base
2. Champ magnétique
3. Champ des vitesses

II - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETOHYDROSTATIQUE.

1. Modèles Kippenhahn-Schluter (KS) et Kuperus-Raadu (KR)
2. Méthodes récentes de construction du support magnétique

III - MECANISMES DE FORMATION DES PROTUBERANCES

1. Formation dans une boucle magnétique
2. Formation dans une arcade magnétique (filaments KS)
3. Formation dans une nappe de courant (filaments KR)

IV - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETOHYDRODYNAMIQUE STATIONNAIRE

1. Mécanismes d'évolution du support magnétique et transport du plasma protubérantiél par le champ ($\vec{V} \perp \vec{B}$).
2. Processus de condensation stationnaire du plasma coronal et mécanismes de transport de ce plasma vers le filament (siphons, $\vec{V} // \vec{B}$).

V - INSTABILITES : LES MECANISMES DE "DISPARITIONS BRUSQUES" (D.B.)

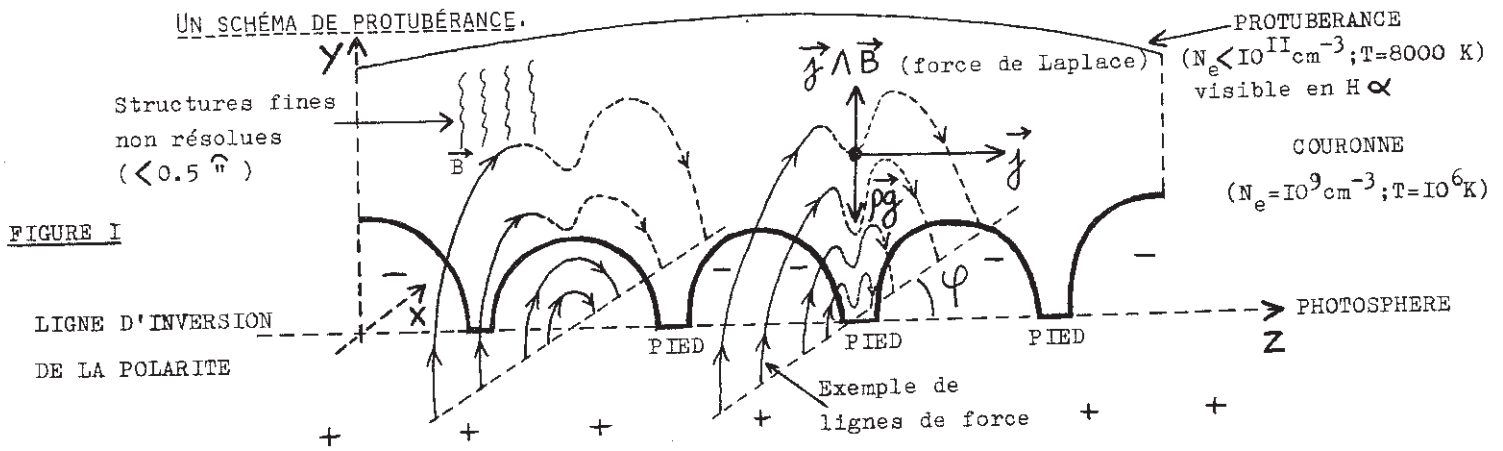
1. Observations : les DB thermiques et dynamiques
2. Instabilités de "kink" idéal et de "kink" résistif ("tearing mode") ; émergence de nouveau flux et reconnection magnétique.
3. Instabilités magnétiques spontanées.
4. Perte d'équilibre magnétostatique et bifurcations entre équilibres multiples (par variation des conditions aux limites).
5. Perte d'équilibre thermique (par modification des conditions aux limites).

VI - CONCLUSION

I - PRESENTATION DES PROTUBERANCES

1. Morphologie et propriétés de base

UN SCHÉMA DE PROTUBÉRANCE.



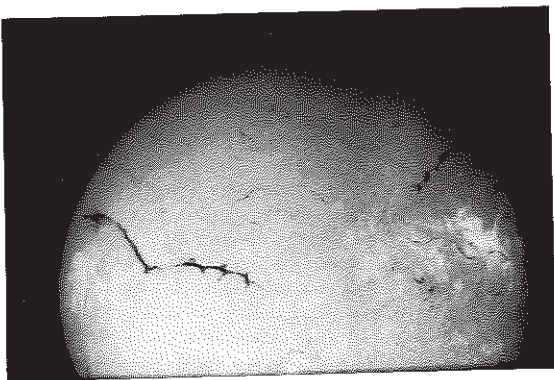
Généralités :

Les protubérances (fig. 1) sont constituées d'un fin feuillet de plasma froid et dense baignant dans la couronne solaire (100 fois plus chaude et plus ténue).

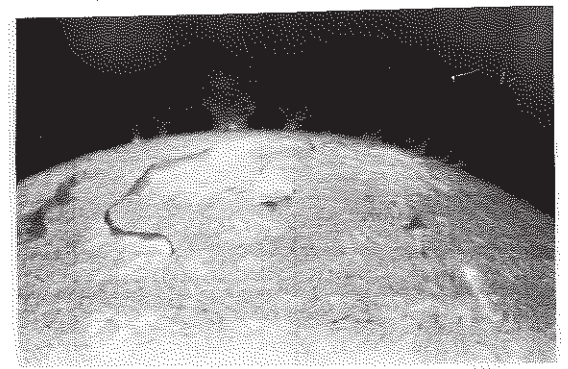
On distingue les filaments "de plage" ou "quiescents" selon leur appartenance ou non aux centres actifs. Les dimensions caractéristiques d'un filament quiescent sont :

longueur ≈ 200 Mm \approx dimension caractéristique des cellules géantes convectives.
 hauteur ≈ 50 Mm \approx échelle de hauteur de la couronne
 épaisseur ≈ 2 Mm \approx échelle de hauteur de la chromosphère.

Les filaments de plage sont plus petits (figure 2). Ces objets sont visibles dans la raie H α de la chromosphère (10^4 K).

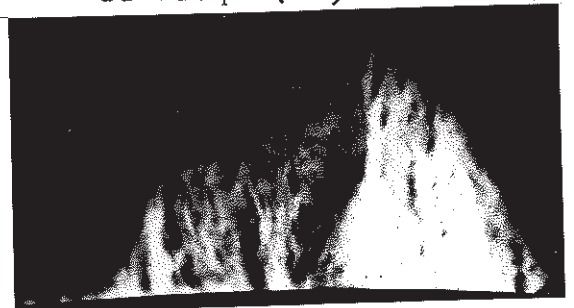


filaments quiescents et
filaments de plage (H α)



filament quiescent au bord
du disque (H α)

Figure 2



On se reportera à Tandberg-Hanssen (1974) et Jensen et al (1979) pour une revue des propriétés générales.

Ces objets ayant une échelle de hauteur de la pression ≈ 1 Mm sont donc stratifiés par un agent extérieur, le champ magnétique. On remarque en effet qu'ils se forment au dessus de la ligne d'inversion entre 2 régions magnétiques de polarités opposées. Les filaments sont donc soutenus contre la gravité par des forces de Laplace, engendrées par un courant $\vec{j} = \vec{\nabla} \wedge \vec{B} / \mu_0$ parallèle à l'axe Z de l'objet (fig. 1) et provenant du creusement local des lignes de force ($j_z B_x = \rho g$). Le champ magnétique autour du filament peut prendre diverses géométries (Chapitre II), mais dans tous les cas, c'est sa composante horizontale B_x qui supporte le plasma. C'est le champ magnétique qui, aussi, isole le plasma froid des apports d'énergie extérieurs (par conduction ou dissipation d'ondes).

Les pieds

Les filaments sont reliés à la photosphère par des "pieds", énigmatiques régions périodiquement espacées (fig. 2) qui peuvent provenir d'un effondrement du plasma (Milne et al, 1979, ont montré que si $\beta = P/(B^2/2 \mu_0) > \beta_{\max}$, soit si $B < B_{\max}$ à pression constante, le plasma ne pouvait plus être soutenu par le champ magnétique), ou d'une instabilité de Rayleigh-Taylor survenant à l'interface protubérance-couronne (Nakagawa et Malville, 1969). Si l'écartement des pieds est très différent de la hauteur du filament, la structure n'est pas stable (Martres, 1984).

En étudiant la réponse d'un plasma de densité ρ soutenu contre la gravité \vec{g} par un champ magnétique horizontal \vec{B} (figure 3) à des perturbations verticales en $\vec{\zeta} = \zeta(y) \times e^{i(\omega t - kz)} \vec{e}_y$, on obtient une relation de dispersion permettant d'évaluer l'écartement des pieds (Priest, 1982, p 253) :

$$\omega^2 = -gk + k^2 B^2 / \mu_0 \rho$$

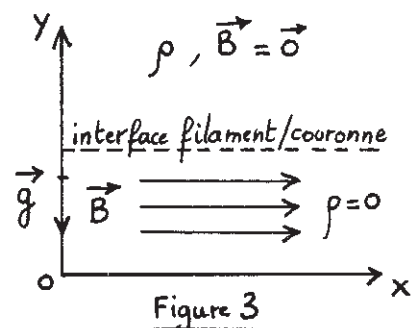


Figure 3

La structure est stable tant que $\lambda < \lambda_c = 2\pi B^2 / g \mu_0 \rho = 2\pi V_a^2 / g = 2\pi H_0$ (échelle de hauteur magnétique), λ_c étant une mesure de l'écartement des pieds. On trouve numériquement environ 50 Mm (\approx hauteur de l'objet). Enfin, un filament à 2 pieds peut exister : il s'agit alors d'un filament en boucle dont les deux extrémités sont ancrées dans la photosphère. De telles boucles peuvent constituer des ponts, dans les régions actives, entre zones de polarités opposées et ne s'alignent pas avec les lignes neutres (fig. 4). C'est aussi souvent le cas des extrémités des filaments de plage (fig. 4) qui s'ancrent hors des lignes d'inversion (au voisinage d'une tache ou dans une plage ou facule par exemple, fig. 4).

Lignes de force = - - - - -

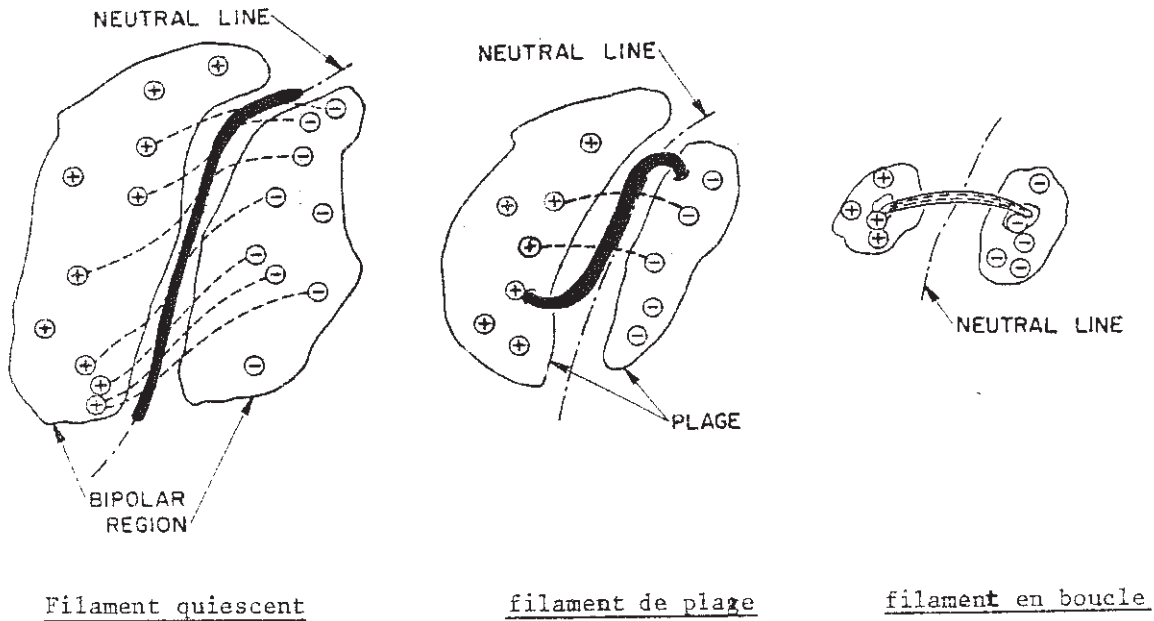


Figure 4

La structure fine

Une structure fine composée de fin filets verticaux (fig. 5) non résolus ($< 0,5''$) apparaît dans les observations au limbe (Dunn, 1960). Engvold (1976) y a mesuré des mouvements de descente (1 Km/s), modélisés par Malville (1976), invoquant un écart à l'équilibre force-free d'un champ magnétique hélicoïdal. Ceci est en conflit avec les observations de \vec{B} par effet Hanle de Leroy (1982), qui interdisent de telles hélices verticales. Pour être en accord avec les observations, la vitesse de diffusion du plasma au travers des lignes de force $\vec{V} = (\mu_0 \sigma l)^{-1}$ nécessite de petites échelles ($l = 1$ Km) et un milieu turbulent rendant la conductivité σ 10^3 fois plus faible. La diffusion ambipolaire serait aussi à examiner : les atomes neutres (qui ne subissent pas de force magnétique) sont accélérés par la gravité, mais se heurtent aux ions (soutenus par la force de Laplace) dans leur mouvement de descente, ce qui limite leur vitesse. Il reste aussi à trouver un mécanisme de filamentation.

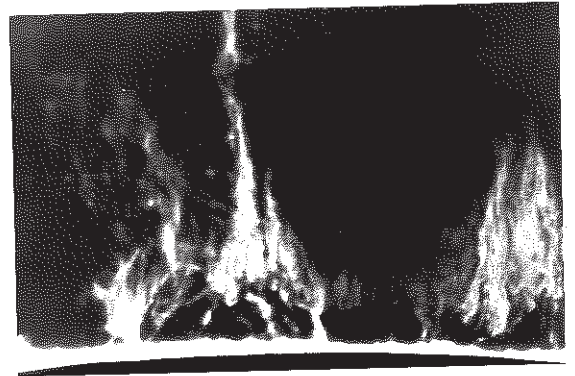


Figure 5

Naissance, vie, mort et résurrection:

Les filaments naissent par instabilité thermique du plasma coronal (condensation et refroidissement) dans des configurations magnétiques variées (boucles, arcades, nappes de courant, chapitre III).

Leur vie se caractérise par un équilibre magnéto-thermo-gravo-dynamique (chapitre II et IV).

Les filaments finissent leur vie (au bout de quelques mois pour les quiescents, quelques jours pour ceux des régions actives) par une éruption ou une "disparition brusque", interprétables en termes de "catastrophes" thermiques ou magnétiques spontanées (perte de masse...) ou dues à la variation des conditions aux limites (modification du "shear" de \vec{B} due aux mouvements des pieds des lignes de force, émergence de nouveau flux...). Lorsque l'instabilité ne détruit pas le berceau magnétique (par exemple si le filament disparaît en H α par effet de chauffage), la reformation dans le support originel peut se produire (Chap. V).

2. Champ magnétique

L'effet Hanle (Bommier et Sahal, 1979) permet l'observation du champ magnétique vectoriel (voir exposé de Leroy dans ce volume et Leroy et al., 1983). Dans les protubérances :

- \vec{B} est horizontal.
- $\|\vec{B}\|$ moyen ≈ 8 G (5 à 10 fois plus fort dans les filaments de plage). Si φ est le "shear" ou angle entre \vec{B} et l'axe du filament (fig. 1),
- φ moyen $\approx 25^\circ$.

Selon les mesures de polarisation de Leroy au Pic du Midi :

- dans 75% des cas (et même 100% pour les objets de haute latitude-ceintures polaires) \vec{B} est opposé à la polarité photosphérique : c'est le cas prédominant des filaments quiescents (fig. 6).
- dans 25% des cas, \vec{B} a même direction que le champ photosphérique : c'est le cas dominant des filaments de faibles latitudes (plages, régions actives).

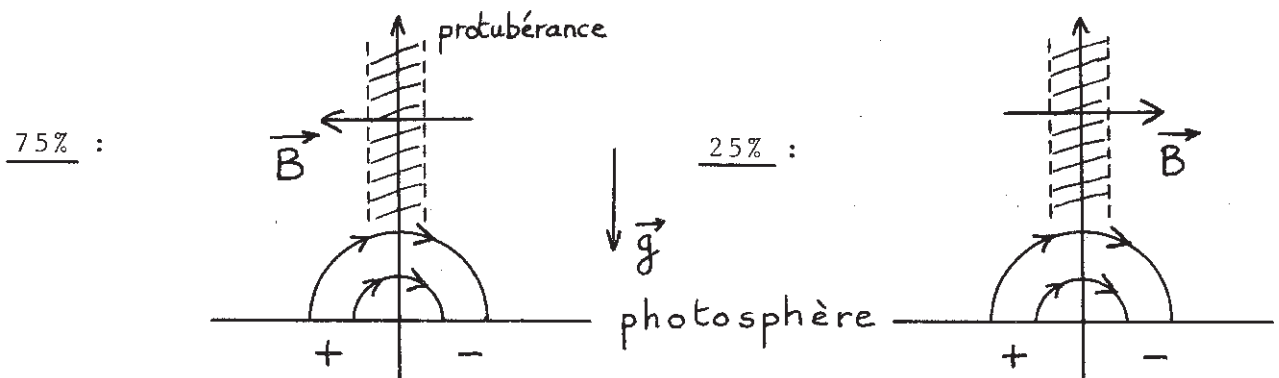


Figure 6

3. Champ des vitesses

A l'aide d'une statistique sur des observations de filaments en $H\alpha$ (Meudon et Pic du Midi -fig. 7 et 8- par Mein, 1977 ; Martres et al., 1981 ; Malherbe et al., 1981 et 1983a) et $C IV$ (raie 10 fois plus chaude, $10^5 K$, SMM1, par Schmieder et al., 1984a), des mouvements ascendants ont été décelés (1 Km/s dans la matière froide, 10 Km/s dans la zone de transition filament-couronne) accompagnés d'une entrée de plasma sur les deux cotés du feuillet (fig. 9).

En plus, dans les filaments de plage, des boucles de vitesses traversant la structure ont été observées : elles peuvent correspondre à un siphon qui s'amorce lorsqu'une dissymétrie de pression se produit de part et d'autre du filament (perturbation par un centre actif).

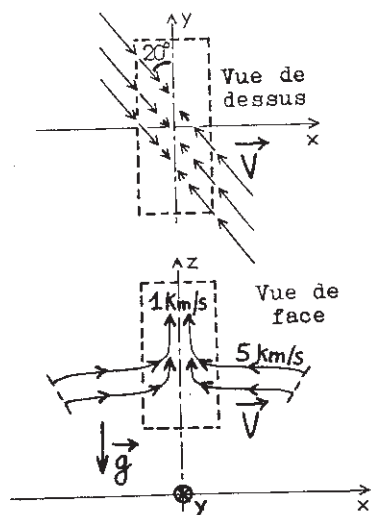


Figure 9 ($H\alpha$).

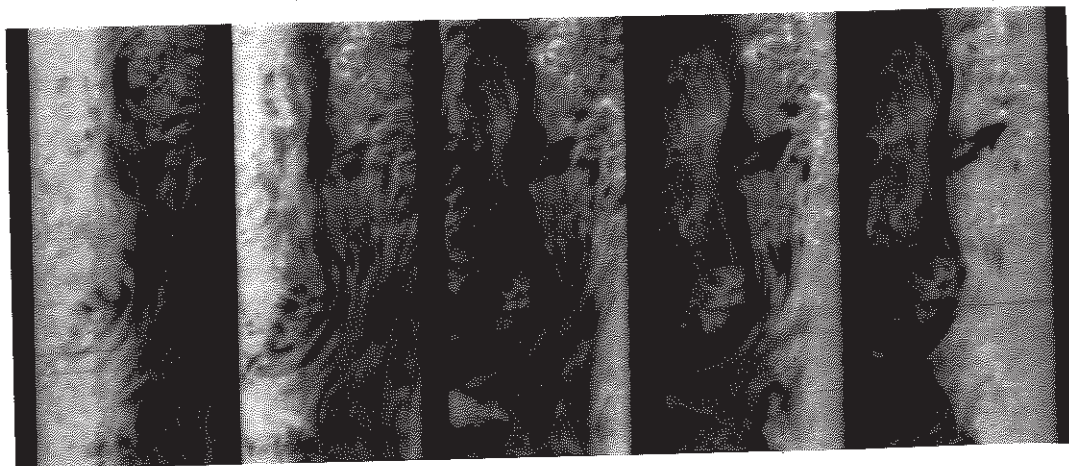


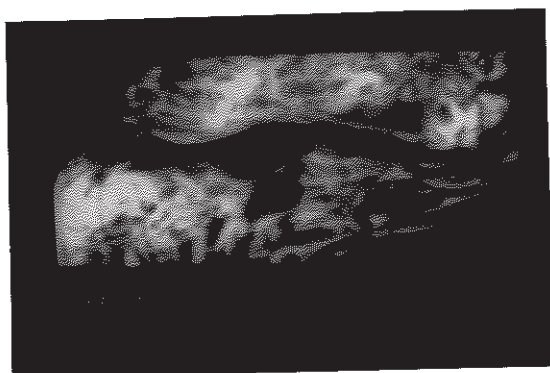
Figure 7.

aile rouge

centre raie

aile bleue

Filament (au centre du disque) vu au DPSM (Double Passage Soustractif Multicanal) du Pic du Midi (résolution 0.5") à 9 canaux (5 représentés) dans la raie $H\alpha$: le filament apparaît dans l'aile bleue de la raie.



intensités I

Fig.8

(tirage N° et B d'après image fausses couleurs).



vitesse V

Réponde page suivante...

Traitement par ordinateur de l'image ci-dessus, à partir de la reconstitution des profils de raie en chaque point. Parties claires = $I > 0$, $V < 0$; parties sombres = $I < 0$, $V > 0$ (vitesse positive vers l'observateur).

II - EQUILIBRE MAGNETOSTATIQUE

1. Modèles de type Kippenhahn-Schlüter (KS) et Kuperus-Raadu (KR) (fig. 10)

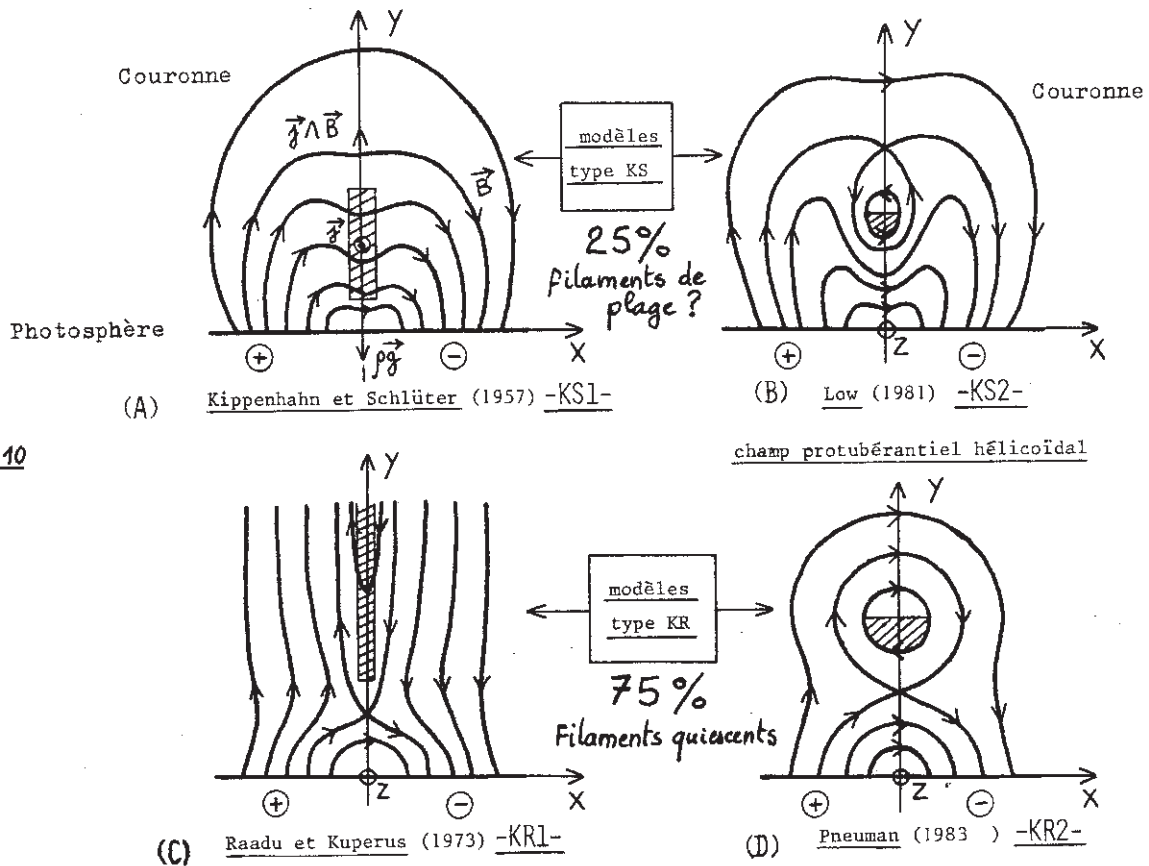


FIGURE 10

les modèles KR (c et d) se distinguent des modèles KS (a et b) par l'inversion du champ horizontal $B_x(0,y)$ avec l'altitude y (présence d'un point neutre X sous le filament, hachuré sur la figure). Une composante B_z peut être ajoutée. Les modèles b et d possèdent un ilot magnétique (point neutre O), qui peut se former par reconnection magnétique à partir des modèles a et c. La magnétostatique de ces modèles a été calculée par leurs auteurs respectifs (voir fig. 10). On peut déduire des mesures de Leroy que 25% des filaments sont KS et 75% (la majorité des quiescents) du type KR.

2. Méthodes récentes de construction du support magnétique

Malherbe et Priest (1983) ont décrit les filaments comme une nappe de courant infiniment mince, portée par l'axe y . Le courant surfacique qui y circule résulte de la discontinuité de B_y à la traversée de l'axe oy : $j = 2 B_y(0, y)/\mu_0$ et la densité surfacique est $\sigma(y) = j B_x(0, y)/g$. Il reste donc à trouver comment calculer la structure magnétique à l'extérieur du filament. Supposant la symétrie de translation ($\partial/\partial z = 0$) et $B_z = \text{cte}$, Malherbe et Priest recherchent la solution sous la forme d'un champ potentiel. Le champ magnétique peut être décrit à l'aide des fonctions analytiques de la variable complexe $\zeta = x + iy$:

\vec{B} potentiel $\Leftrightarrow B(\zeta) = B_y + iB_x$ analytique.

Introduisant le potentiel complexe $A(\zeta) = \Psi + i\varphi$ (où Ψ est le potentiel vecteur, avec $\vec{B} = \text{rot}(\Psi \vec{e}_z) + B_z \vec{e}_z$, et φ est le potentiel scalaire, avec $\vec{B} = -\text{grad} \varphi + B_z \vec{e}_z$),

$$B(\zeta) = -\frac{dA}{d\zeta}$$

Les lignes de force sont données par $\text{Re}[A(\zeta)] = \text{cte}$
 Les lignes orthogonales sont données par $\text{Im}[A(\zeta)] = \text{cte}$
 Deux possibilités existent pour obtenir $B(\zeta)$:

2.a - sans conditions aux limites :

Malherbe et Priest ont trouvé des fonctions $B(\zeta)$ décrivant chacun des modèles de la fig. 10, en remarquant que les fonctions $B_0 \sqrt{p^2 + \zeta^2}/\zeta$ ou $B_0 \sqrt{(p^2 + \zeta^2)(q^2 + \zeta^2)}/\zeta$ ont la propriété de représenter une nappe de courant semi-infinie ($p, q, B_0 = \text{constantes réelles}$), ou finie.

2.b - Avec conditions aux limites :

Suivant Anzer (1972), on cherche à résoudre un problème à conditions aux limites dans le quart de plan $x \geq 0$ et $y \geq 0$, énoncées sur la figure 11. Le filament se trouve entre p et q . $B(0, y)$ est horizontal pour $y > q$ et $y < p$. Les observations sont capables de fournir $B_x(0, y)$ (effet Hanle) et $B_y(x, 0)$ (magnétographes). Ce problème n'ayant de solution connue que dans le $1/2$ plan $y \geq 0$, on transforme le $1/4$ de plan en le demi plan à l'aide de la transformation conforme $\eta = \zeta^2$ et on se ramène au problème de "Riemann-Hilbert aux conditions aux limites mixtes sur l'axe réel", à savoir que B_y et B_x sont alternativement donnés sur l'axe réel (Muskelishvili, 1953) - (fig. 12),

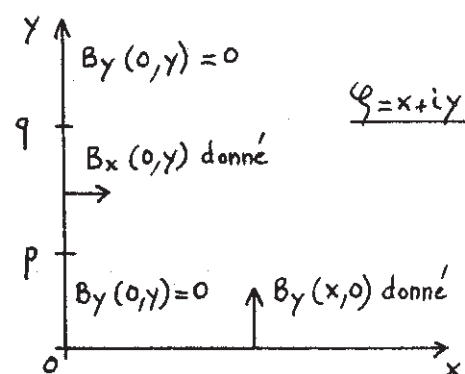


Figure 11

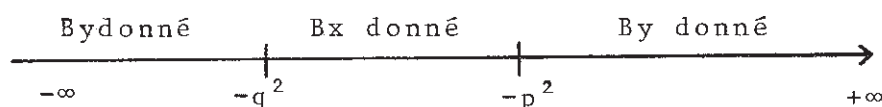


Figure 12

A l'aide d'une intégrale de Cauchy, et introduisant la fonction $g(\eta) = i \sqrt{\frac{\eta+p}{\eta+q}}$, réelle pure sur $]-q^2, -p^2[$ et imaginaire pure ailleurs sur l'axe réel, on trouve

$$B(\eta) = \frac{1}{2i\pi g(\eta)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(t) B(t) dt}{t-\eta} + \frac{1}{2} \frac{i B(\infty)}{g(\eta)}$$

Après transformation conforme pour revenir au 1/4 de plan ($\zeta = \sqrt{\eta}$), et après quelques manipulations, on trouve, en supposant que $B(\infty) = i B_\infty$:

$$B(\zeta) = (B_y + i B_x)(\zeta) = -\frac{2i}{\pi} \sqrt{\frac{\zeta^2+q^2}{\zeta^2+p^2}} \left[\int_0^\infty \frac{B_y(t) t dt}{t^2-\zeta^2} \sqrt{\frac{t^2+p^2}{t^2+q^2}} - \int_p^q \frac{B_x(t) t dt}{t^2+\zeta^2} \sqrt{\frac{t^2-p^2}{q^2-t^2}} \right] + i B_\infty \sqrt{\frac{\zeta^2+q^2}{\zeta^2+p^2}}$$

Cette formule permet le calcul de $B(\zeta)$ connaissant $B_y(x)$ sur Ox et $B_x(y)$ dans la protubérance. Elle est appliquée par Malherbe et Priest (en préparation) à l'étude de nombreux modèles. En particulier, elle permet de relier la masse et le courant dans un filament aux conditions aux limites (champ magnétique photosphérique), et donc d'étudier l'évolution lorsque ces C.L. varient.

III - FORMATION DES PROTUBERANCES

Le mécanisme est l'instabilité thermique, que nous allons appliquer à diverses géométries magnétiques. Voir en particulier Priest (1982, chap. 7, p. 277 et chap. 11).

1. Formation dans une boucle magnétique

En l'absence de conduction, l'équilibre thermique de la couronne s'écrit $h\rho - \rho^2 Q(T) = 0$, où h est le taux de chauffage coronal (dissipation des ondes) par unité de masse et $Q(T)$ la fonction des pertes radiatives (fig. 13 et table 1). A pression constante $P = \rho kT/m$, cet équilibre s'écrit :

table 1:

The cooling function $Q(T) = \chi T^\alpha$ according to Hildner (1974)		
Temperature range (K)	χ (MKS)	α
$T < 1.5 \cdot 10^4$	$1.759 \cdot 10^{-13}$	7.4
$1.5 \cdot 10^4 < T < 8 \cdot 10^4$	$4.290 \cdot 10^{10}$	1.3
$8 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^5$	$2.860 \cdot 10^{19}$	0
$3 \cdot 10^5 < T < 8 \cdot 10^5$	$1.409 \cdot 10^{33}$	- 2.5
$10^7 > T > 8 \cdot 10^5$	$1.970 \cdot 10^{24}$	- 1.0
$T > 10^7$	$6.230 \cdot 10^{13}$	0.5

$\frac{Q(T)}{T} = \frac{kh}{P_m}$. Pour h donné, cette équation admet deux solutions : un équilibre chaud ($10^6 K$) et un équilibre froid ($10^4 K$). Sans conduction, l'équilibre chaud est instable car une diminution de T entraîne une augmentation de $Q(T)$. Considérons maintenant une boucle de demi longueur L (fig. 14), dans laquelle on incorpore la conduction, et étudions l'évolution, à partir de l'équilibre chaud (indice c) sous une perturbation isobare :

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{dT}{dt} = h\rho - \rho^2 Q(T) + k_0 T^{5/2} \frac{T_c - T}{L^2} \\ \rho T = cte \end{cases}$$

L'équilibre chaud est instable si $\tau_R / \tau_c < 2$ avec :

$$\tau_R = \frac{P_c}{\rho_c^2 Q(T_c)} = \text{échelle de temps radiative} (\approx 10^4 s)$$

$$\tau_c = \frac{P_c L^2}{k_0 T_c^{7/2}} = \text{échelle de temps conductive.}$$

soit si $L > L_m = 7.2 \cdot 10^3 T_c^{13/4} / P_c$.
(≈ 50 Mm)

La conduction a donc un effet stabilisant, neutralisé lorsque la longueur des lignes de force est assez grande (conduction en T/L^2)

Hood et Priest (1979), en résolvant

$$\begin{cases} h\rho - \rho^2 Q(T) + \frac{d}{ds} \left(k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = 0 \\ P = cte = P_c + \text{cond. aux lim (fig 14)} \end{cases}$$

ont montré l'existence d'un point de "non équilibre thermique" B (fig. 15) correspondant à des valeurs critiques de P_c , L ou h (le rayonnement augmente avec P_c , la conduction diminue avec L). Après une évolution quasi-statique (branche AB), le plasma se condense et se refroidit brutalement (branche BC) : un coeur froid se forme dans la boucle. Cette transition correspond à une redistribution de l'énergie thermique. (voir fig. 15, page suivante).

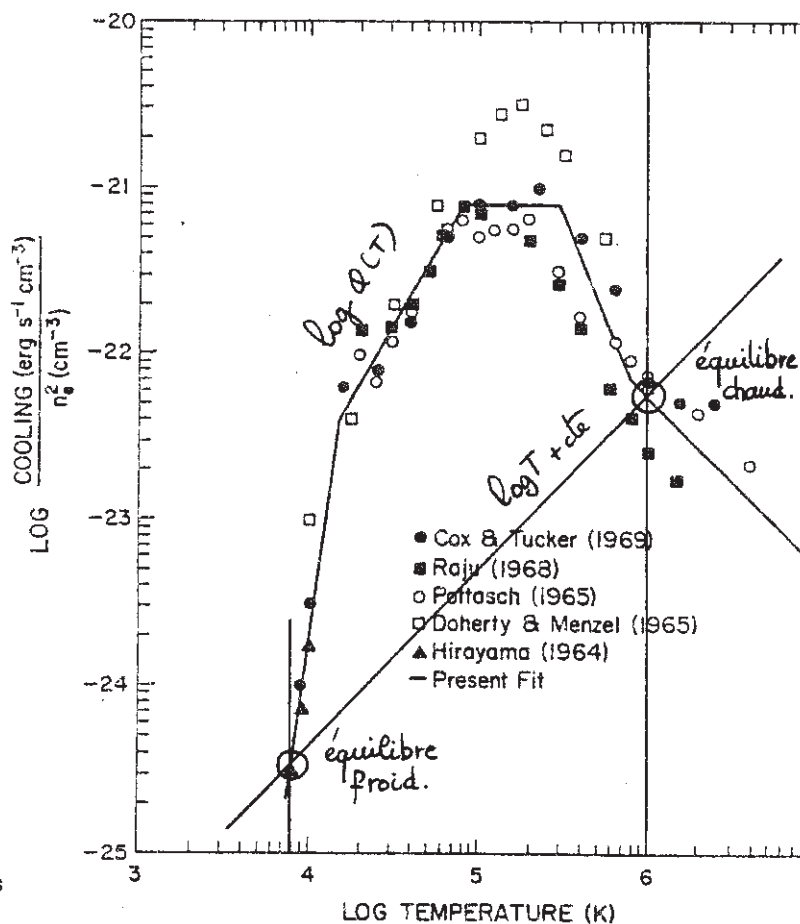


Figure 13

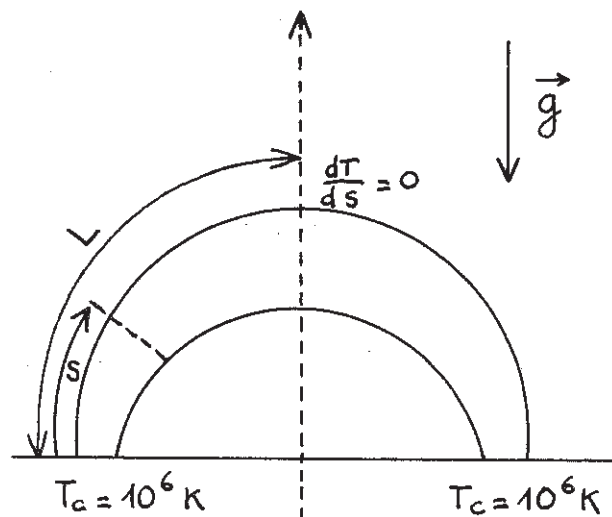
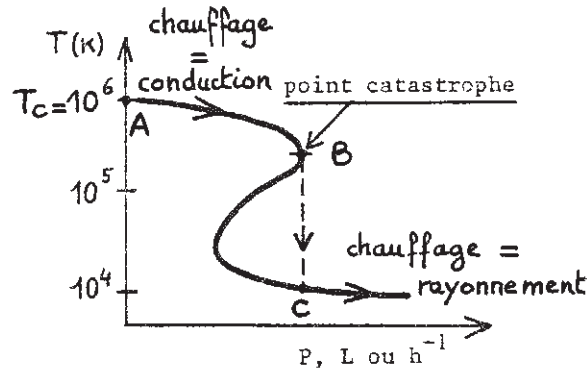


Figure 14



Température au sommet de la boucle

Figure 15

Ils ont généralisé ce résultat à une boucle "twistée" uniformément ($\phi = (2L/r)(B_\theta/B_z) = \text{cte}$) et "force-free", remplaçant $P = \text{cte}$ par l'équation d'équilibre radial :

$$\frac{dP}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta^2 + B_z^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad \text{avec } B_z = \text{cte}$$

Ils ont mis en évidence un twist critique ϕ_c au delà duquel l'instabilité thermique se produit ($\phi_c \nearrow \Rightarrow$ conduction \searrow). Ainsi, dans ces modèles, l'instabilité thermique est provoquée par la variation des conditions aux limites (vortex aux pieds de la boucle, environnement coronal, etc...).

2. Formation dans une arcade coronale (filaments K.S.)

L'arcade est force-free linéaire avec un shear φ (fig.16, $\tan \varphi = B_z/B_x = \text{cte}$). Résolvant :

$$\left\{ \begin{aligned} R_p - \rho^2 Q(T) + B \frac{d}{ds} \left[\left(\frac{k_0 T^{5/2}}{B} \right) \frac{dT}{ds} \right] &= 0 \\ \frac{dP}{dy} &= -\rho g + \text{C.L.} \end{aligned} \right.$$

avec $B_x = -\frac{L}{\pi a} B_0 \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) e^{-y/a}$
 $B_y = B_0 \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right) e^{-y/a}$
 où $\cos \varphi = L/\pi a$

Priest et Smith (1979) ont montré que l'instabilité thermique survenait au sommet des arches lorsque L ou $\varphi \nearrow$, ou $P_c \nearrow$ ou $h \searrow$.

La condensation a pour effet de pomper le plasma coronal de chaque côté du filament, amorçant un siphon (non modélisé), et le filament obtenu est du type K.S.

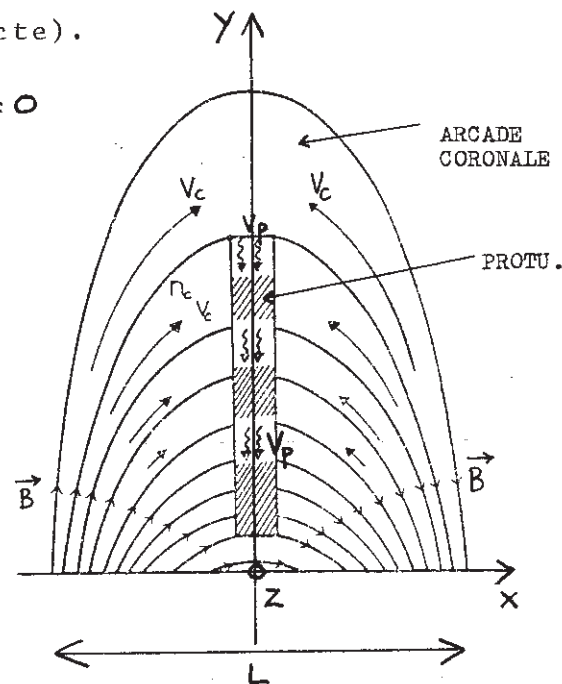
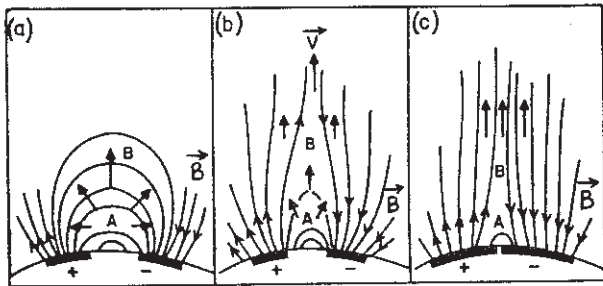


Figure 16

3 - Formation dans une nappe de courant (filaments K.R.)

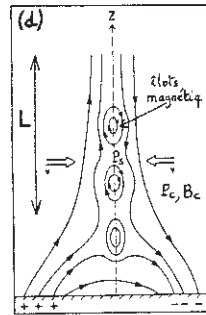
Kuperus et Tandberg-Hanssen (1967) ont suggéré qu'une nappe de courant pouvait se former au cours d'une phase active (fig. 17). Le filament se formerait alors par reconnection et instabilité thermique dans cette nappe de courant. Malherbe, Forbes et Priest étudient actuellement, à l'aide du code MHD résistif 2-D SHASTA (décrit dans ce volume) la viabilité d'une telle idée.

Smith et Priest (1977), ont étudié à l'aide d'un modèle aux ordres de grandeur, la possibilité d'une condensation (fig.18) :



The possible magnetic field configuration over an active region during (a) the early phase of activity, (b) the main phase of activity, (c) the post-active phase.

MODÈLE DE KUPERUS ET TANDBERG-HANSSEN



(d) Reconnection, coalescence et condensation
 $P_s = P_c + B_c^2/2\mu$

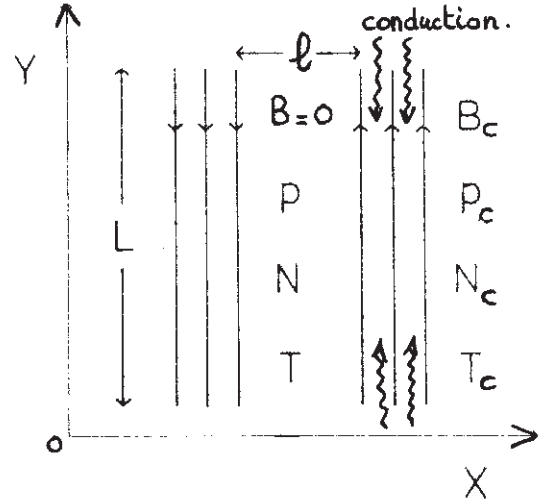


Figure 18

Figure 17

$$\begin{cases} k_p - p^2 Q(T) + k_0 T^{5/2} \frac{T_c - T}{L^2} = 0 \\ P = P_c + B_c^2/2\mu_0 > P_c \quad (\text{compression du feuillet}). \end{cases}$$

Lorsque $L > L_m$ (longueur critique de la nappe), l'instabilité thermique survient. L_m est d'autant plus petit que B_c est grand (si $B_c \nearrow$, $P \nearrow$ et le rayonnement \nearrow). Un filament du type KR pourrait alors se former par reconnection magnétique, créant un champ horizontal pouvant soutenir le plasma.

Pneuman (1983a) a proposé un sketch assez similaire, mais dans lequel le "shear" a une grande importance (fig. 19). Cette idée aboutit à la formation d'un filament KR comportant un îlot magnétique (hélice). La viabilité d'un tel scénario doit aussi être testée en incorporant un shear dans les simulations numériques 2-D.

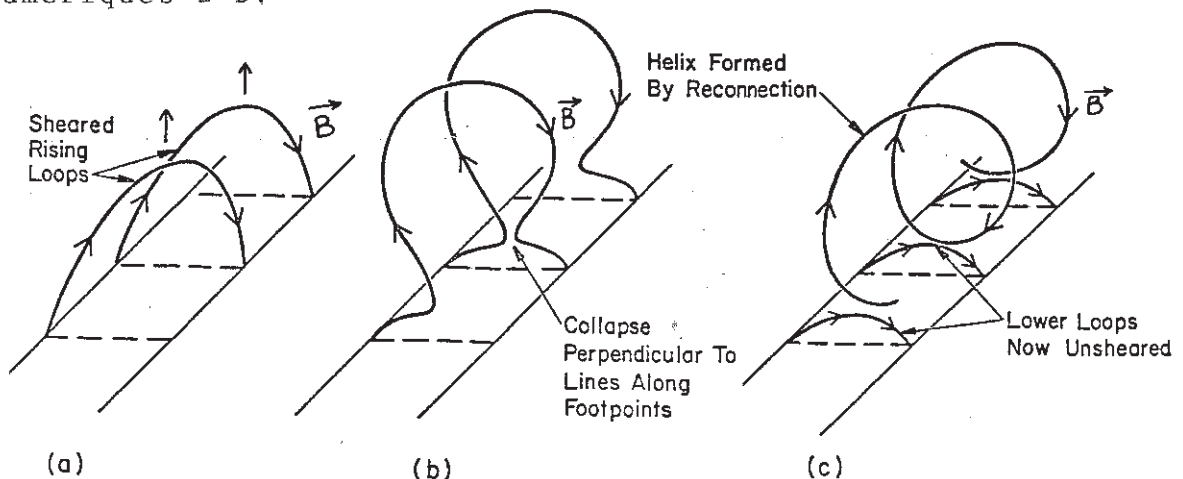


Figure 19

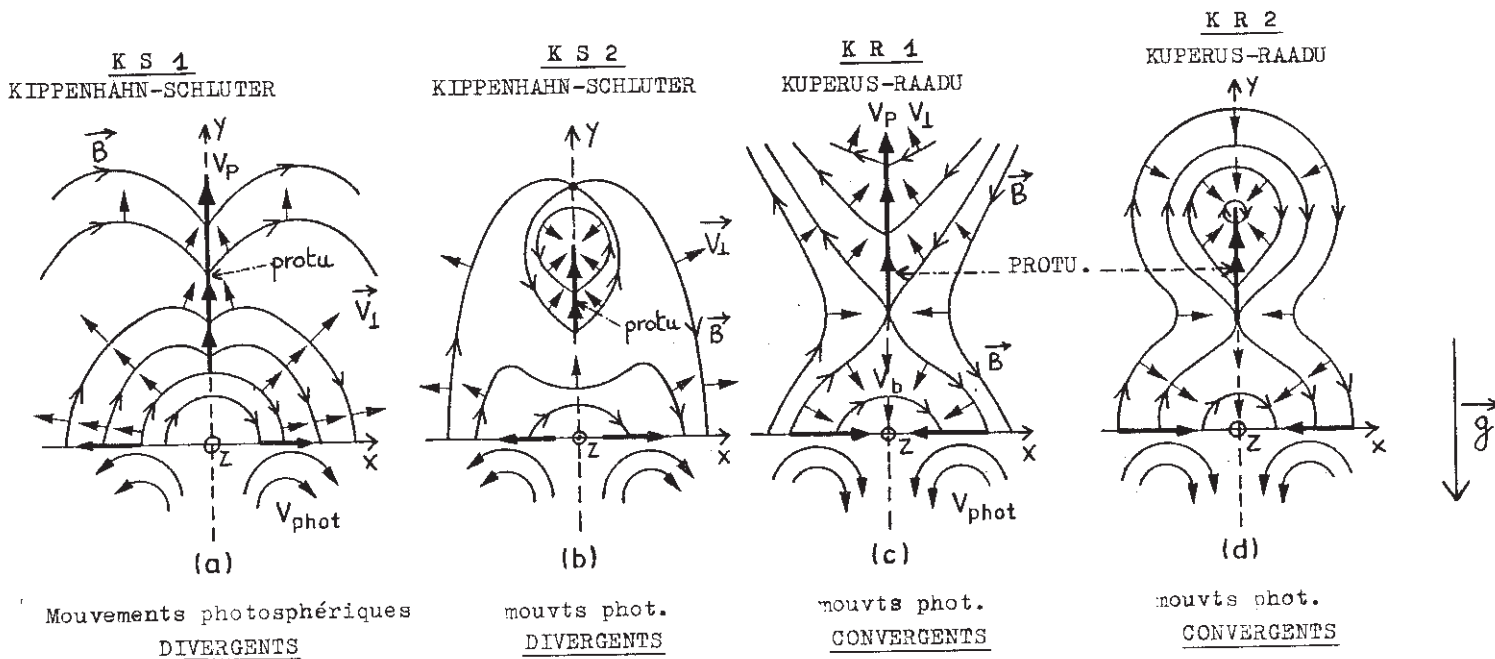
IV - MODELES D'EQUILIBRE MAGNETO-HYDRO-DYNAMIQUE STATIONNAIRE

La vitesse V_{\parallel} parallèle aux lignes de force relève d'un mécanisme de siphon et est gouvernée par la gravité et les gradients de pression. La vitesse V_{\perp} perpendiculaire peut résulter d'une évolution du support magnétique, due à un entrainement des pieds de la structure sous l'effet de mouvements photosphériques convectifs.

1. Mécanismes d'évolution du support magnétique

Le champ \vec{B} étant horizontal à l'intérieur des filaments, les mouvements ascendants verticaux ne peuvent que provenir d'une évolution du support magnétique, entrainant le plasma dans son mouvement.

L'évolution du support peut être induite par des mouvements photosphériques convectifs (supergranules, cellules géantes...) entrainant les pieds des lignes de force (Raadu, 1979 ; Schmieder et al., 1984b). Malherbe et Priest (1983) ont proposé les modèles suivants (fig. 20), dans lesquels le filament est une nappe de courant infiniment mince produite par une discontinuité de B_y à la traversée de l'axe Oy :



EVOLUTION DU SUPPORT

Figure 20

- { FLÈCHES PLEINES : V_{\perp} (VITESSE ORTHOGONALE AUX LIGNES DE FORCE),
- { GROS TRAIT PLEIN : PROTUBÉRANCE (LA DISCONTINUITÉ DE B_y PRODUIT LE COURANT $//z$, QUI, CROISÉ AVEC B_x , SOUTIENT LE PLASMA FROID CONTRE LA GRAVITÉ),

Les flèches pleines représentent la vitesse $V \perp$ parallèle aux lignes de force. Elle est donnée par $|V_{\perp}| \times |B| = \text{cte}$ (éq. d'induction avec $\partial/\partial t = 0$). Les mouvements ascendants dans les filaments sont donc expliqués par des mouvements divergents sous les supports KS (a et b), et convergent sous les supports KR (c et d). Les modèles en îlots (b et d) nécessitent un mouvement dans la 3ème dimension z sous peine d'accumulation du plasma au point neutre 0. La vitesse du plasma protubérantielle $V_p(y)$ est inversement proportionnelle à $|B_x(0,y)|$. Malherbe et Priest ont décrit quantitativement ces modèles en détail.

. Aux hautes latitudes, des mouvements photosphériques convergent sont plus probables que des mouvements divergents : les protubérances quiescentes de ceinture polaire (toutes de type KR) se forment au dessus de la ligne d'inversion entre cellules de polarité opposées animées probablement de mouvements d'approche, car, au début d'un nouveau cycle, l'émergence de nouvelles régions actives peut pousser les anciennes vers les pôles.

. Aux basses latitudes, dans les régions actives, les résultats préliminaires d'E. Ribes (ce volume) concernant les cellules géantes suggèrent des mouvements divergents sous les filaments de plage (plutôt de type KS selon Leroy).

L'observation du champ des vitesses, alliée aux modèles ci-dessus, conforte donc les conclusions tirées des observations magnétiques, suggérant que les protubérances quiescentes sont de type KR et les filaments de plage de type KS. On lance aussi l'idée que les filaments quiescents pourraient être les traceurs des cellules géantes.

2. Processus de condensation dynamique stationnaire

Les filaments n'étant pas statiques, il faut régénérer le plasma condensé et évacué vers la couronne, au sommet de l'objet, par les mouvements de montée. Ainsi, le filament est alimenté, de façon stationnaire, sur chacun de ses cotés, en nouveau plasma (de type coronal), par un mécanisme de siphon, qui se condense et se refroidit en pénétrant le feuillet. Dans ce problème, la dynamique et la thermique sont couplées.

. Filaments de type Kippenhahn-Schlüter.

Le scénario est celui de la figure 21. Le plasma coronal est pompé sur les bords du filament par la condensation. Ribes et Unno (1980) ont décrit en détail un mécanisme de siphon stationnaire pour l'alimentation en nouveau plasma (fig. 22), mais sans utiliser d'équation d'énergie. Néanmoins, leur modèle est bien en accord avec les observations, et permet aussi de décrire les boucles de vitesse observées dans les filaments de plage, lorsqu'une différence de pression existe entre les deux pieds du tube de force.

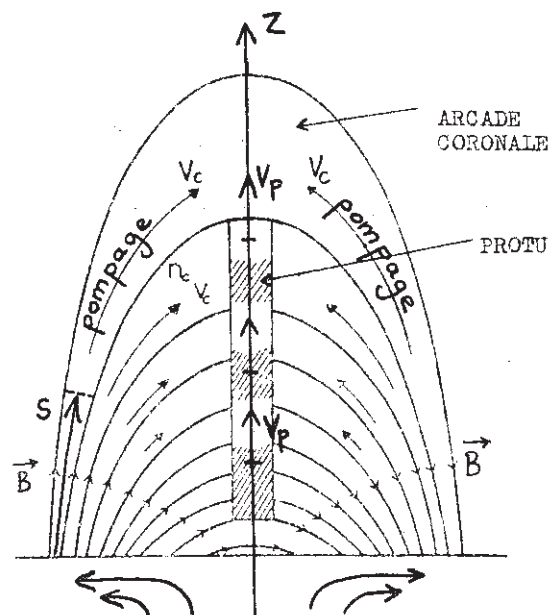


Figure 21

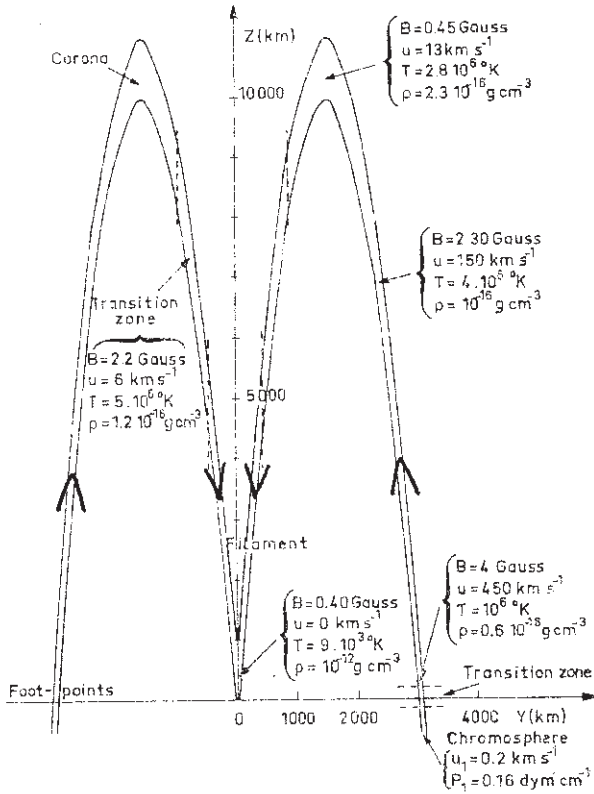


Figure 22

Pickel'ner (1971), puis Uchida (1980) ont étudié les effets thermiques à l'aide d'une équation d'énergie, respectivement dans une boucle de forme parabolique et dans un champ quadrupolaire.

Enfin, Cargill et Priest (1982) ont mis en évidence la possibilité de "catastrophe thermique" dans un siphon, en résolvant numériquement les équations :

$$\begin{cases} \frac{d}{ds} (\rho v A) = 0 \\ \rho v \frac{dv}{ds} = - \frac{dP}{ds} - \rho g \frac{dz}{ds} \\ P = \rho k T / m \end{cases}$$

$$v \rho^\gamma \frac{d}{ds} (P / \rho^\gamma) = (\gamma - 1) \left[h \rho - \rho^2 Q(T) + \frac{1}{A} \frac{d}{ds} \left(A k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) \right] \text{ (énergie)}$$

dans une boucle circulaire de section A constante. Selon la valeur de h , v_0 ou ρ_0 à la base de la boucle, une catastrophe thermique (condensation et refroidissement), dépendant très fortement de la dynamique (fig. 23) peut se produire, d'autant plus facilement que v_0 ou ρ_0 sont grands, h petit. Cet effet est à relier aux pertes d'équilibre thermique des boucles statiques (chap. III-1) et correspond à l'existence de paramètres critiques au delà desquels un siphon chaud est impossible. Mais pour appliquer ce mécanisme à la condensation des filaments, il faudrait calculer la solution au delà du point critique (fig. 23), de façon à raccorder le mouvement au sommet de l'arcade à la dynamique du plasma protubéranti.

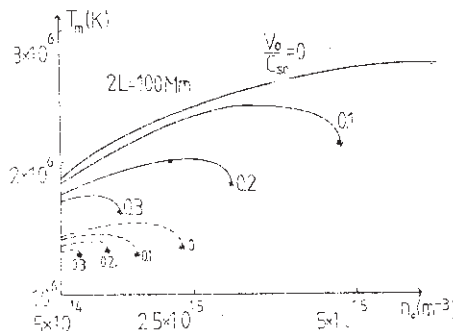


FIGURE 23: The temperature maximum T_m as a function of the base density n_0 for a heating \bar{h} of 4 (dashed curves) and 10 (solid curves). The onset of a thermal catastrophe is indicated by a star. The coronal reference density is taken as $5 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$; the loop area is uniform, and several starting velocities v_0 are taken; the base sound speed is 120 km s^{-1} .

• Filaments de type Kuperus-Raadu.

Malherbe et al. (1983b) ont proposé un modèle dynamique (aux ordres de grandeur) à reconnections magnétiques stationnaires au point neutre X (figure 24). La protubérance pompe le plasma sur ses bords et celui-ci se condense au dessus du point neutre. Deux mécanismes ont été suggérés pour déclencher l'instabilité thermique :

• Il existe une zone (hachurée) de champ reconnecté isolée des propagations d'ondes d'Alfvén et lentes (vitesse de groupe parallèle aux lignes de force) venant de la chromosphère, d'où une réduction du taux de chauffage h.

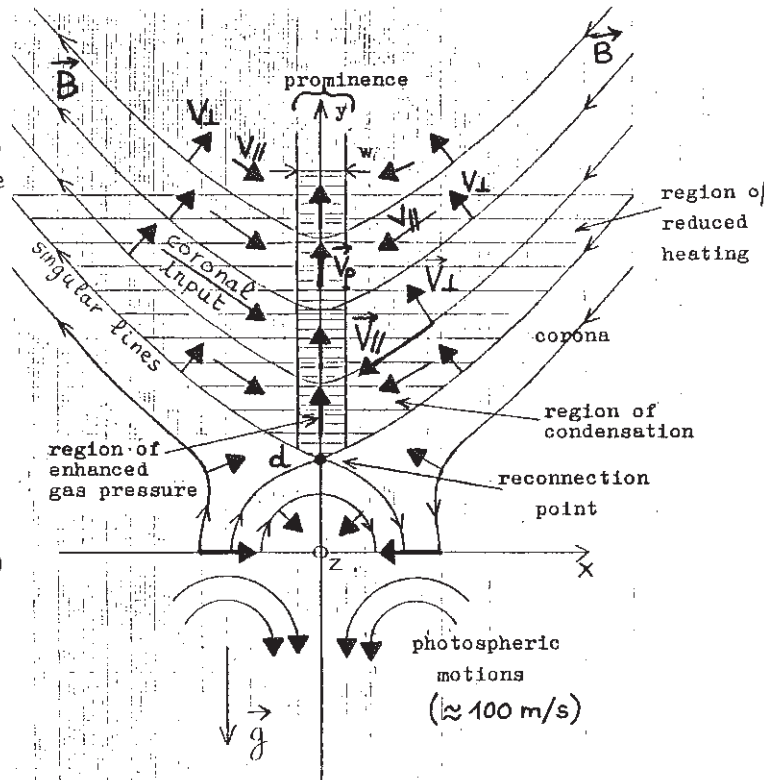


Figure 24

• Le feuillet protubérantiel (de largeur w) est comprimé ($P = P_c + B_c^2/2\mu_0$, c = couronne). Au point neutre X, $\tau_a = w/C_a$ et $\tau_s = w/C_s$ (temps de réarrangement magnétique et mécanique) sont petits devant le temps radiatif τ_R , et la température peut être considérée comme constante (coronale). Ainsi, on réalise une compression isotherme en ce point, en faveur de l'instabilité thermique.

La viabilité d'un tel modèle sera testée numériquement dans l'avenir à l'aide du code MHD 2-D SHASTA (ce volume).

V - INSTABILITES : LES "DISPARITIONS BRUSQUES". (D.B.)

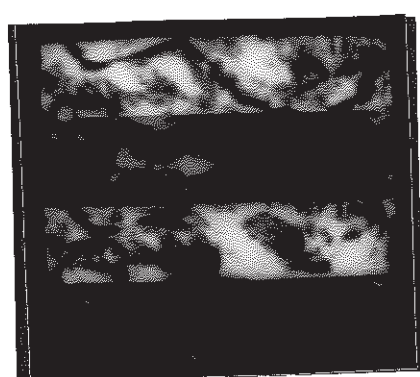
On distingue très schématiquement les instabilités (thermiques ou magnétiques) spontanées (par exemple dues à une perte de masse) ou engendrées par la variation des conditions aux limites (mouvements des pieds de ligne de force, torsions, variations du shear et du champ magnétique, de la pression coronale...). D'autres causes, comme l'émergence de nouveau flux, et sa reconnection avec le champ existant, le passage d'une onde de choc de Moreton (1960) issue d'un site éruptif et secouant le filament sur son passage en le faisant osciller (modèles de Hyder, 1966 et Kleczek et Kuperus, 1969), le chauffage par ondes, conduction ou rayonnement d'un site éruptif sont possibles. Pour les instabilités, voir en particulier Priest (1981a et b, 1982 - chapitres 7 et 10). Avant d'en examiner les causes, nous analyserons tout d'abord leurs effets observationnels.

1. Observations : DB thermiques et dynamiques

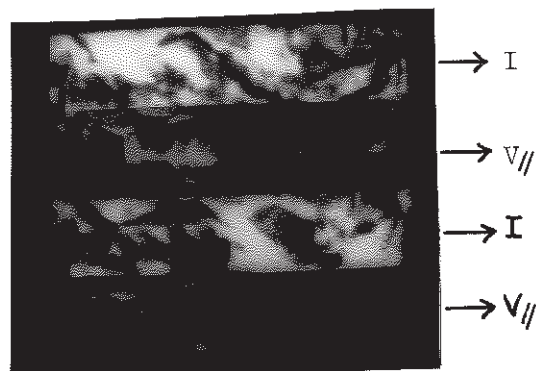
Le terme "disparition" signifie que le filament n'apparaît plus en H α (raie où ils sont ^{les} mieux visibles en absorption sur le disque) : ceci peut se produire lorsque le coeur de la raie remonte (indiquant une augmentation de température : DB thermiques) ou lorsque le décalage doppler est si grand que le filament sort de la bande passante de l'instrument (éjections rapides de plasma - quelques 100 Km/s - DB dynamiques). Cette classification a été suggérée par Mouradian et al. (1981). Au cours d'une DB, le support magnétique du filament n'est pastoujours détruit : de nombreux filaments se reforment dans leur berceau magnétique originel (surtout dans le cas des DB thermiques).

. DB thermiques

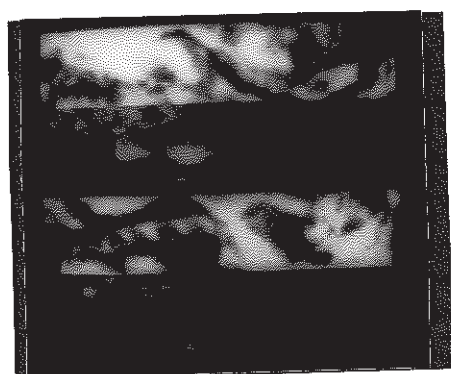
Mouradian et al. (1981) ont montré que le filament, disparaissant en H α , devenait visible dans des raies UV plus chaudes, jusqu'à 10⁶K (Skylab), Malherbe et al. (1983c) et Simon et al. (1984) ont étudié quantitativement ce processus de chauffage. La figure 25 illustre une DB thermique en H α (3 sept. 1980). L'évènement dure quelques minutes et s'accompagne de vitesses faibles (≤ 10 Km s⁻¹). La dynamique et l'évolution du champ magnétique de cette DB ont été modélisés par Schmieder et al (1984c).



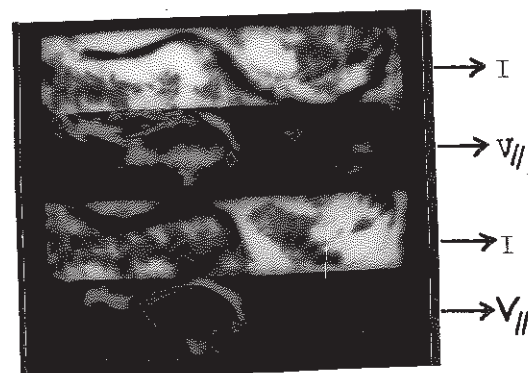
$t = t_0$



$t = \text{début de la DB} = t_0 + 12 \text{ mn.}$



$t = \text{DB} = t_0 + 14 \text{ mn}$



$t = \text{réapparition du filament} = t_0 + 22 \text{ mn.}$

Figure 25
(légende page suivante)

régions sombres = $I < 0, V > 0$ / régions claires = $I > 0, V < 0$
(tirage N et B d'après traitement fausses couleurs).

. DB dynamiques

Malherbe et al. (1983d) ont observé des éjections supersoniques de plasma (100 Km/s) à l'intérieur de tubes magnétiques. Malherbe et al. (en préparation) ont modélisé ces éjections en considérant le mouvement de plasmodes de moment dipolaire \vec{m} dans un tube divergent ($dB/dz < 0$) (fig. 26). La force exercée sur la plasmode est $F = -d/dz(W)$ où W est son énergie magnétique.

$$W = \frac{B^2}{2\mu_0} V = - \vec{m} \cdot \vec{B}$$

Le volume V du plasmode (supposé ici sphérique de rayon R) peut être estimé à l'aide de la conservation du flux : $BR^2 = \text{cte} \Rightarrow R \sim B^{-1/2} \Rightarrow V \sim B^{-3/2}$ d'où $F \sim -d/dz(B^{1/2})$ dB/dz étant négatif, le plasmode convertit son énergie magnétique en énergie potentielle et cinétique. En pratique, la forme allongée (cigare) du plasmode le protège contre l'instabilité de retournement. De telles bulles de plasma ont déjà été produites en laboratoire (Turner, 1970). Pneuman (1983b) a en outre imaginé un mécanisme pour produire et injecter ces bulles par reconnection dans un tube magnétique.

Connaissant observationnellement la trajectoire $s(z)$ et la vitesse $V(s)$ du plasmode le long de cette trajectoire (fig. 27), il a été possible à l'aide de l'équation du mouvement de reconstituer la variation de B en altitude (donc l'ouverture σ du tube) pour différentes valeurs de B à la base (B_0). Les résultats sont tout à fait plausibles (fig. 27) pour $B_0 \approx 20$ G.

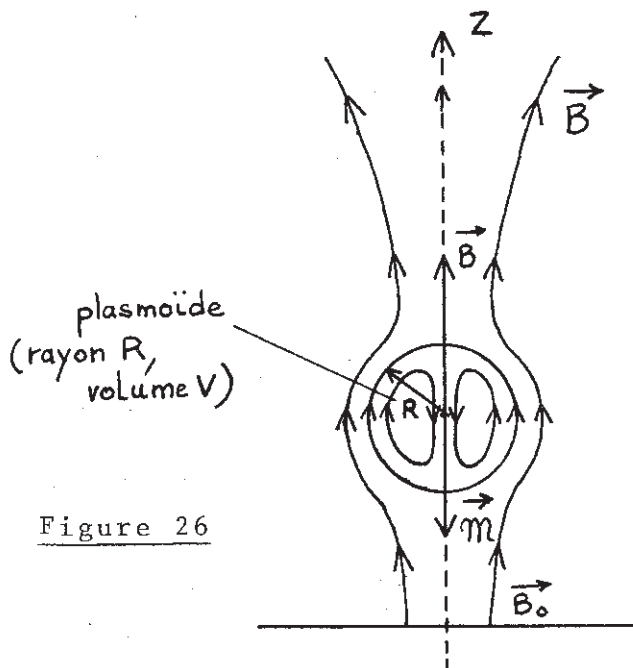


Figure 26

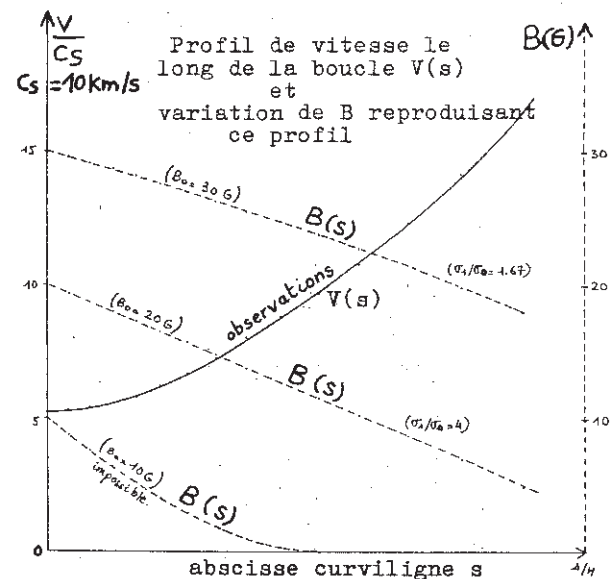


Figure 27

L'observation du champ de vitesse permet de remonter indirectement au champ magnétique.

2. Instabilités de "kink" idéal et résistif ; émergence de nouveau flux.

Hood et Priest (1981a) ont étudié la stabilité d'un filament en forme de boucle dont les deux pieds sont ancrés dans la photosphère (cet ancrage a un effet stabilisant). Ils ont montré qu'une telle configuration est sujette à l'instabilité de "kink" lorsque la torsion ("twist") excède 2.5π .

Sur les surfaces singulières (nappes de courant), les effets de la conductivité finie du plasma sont importants. Furth et al. (1973) ont étudié l'instabilité de "kink résistif" ou "tearing mode" en géométrie cylindrique. Elle survient sur l'échelle de temps caractéristique $\tau_t = \tau_d^{1/3} \tau_a^{2/3}$, τ_a et τ_d étant respectivement l'échelle de temps d'Alfvén et résistive. Dans un filament, $\tau_d \approx 10^{11}$ s et $\tau_a \approx 10^2$ s, d'où $\tau_t \approx 10^5$ s, temps trop long vis à vis des durées observées (10^2 à 10^3 s). (On trouverait $\tau_t = \tau_d^{1/2} \tau_a^{1/2}$, soit $3 \cdot 10^6$ s en géométrie plane). Ces temps peuvent être réduits si le plasma est turbulent (conductivité divisée par 1000) ou développe de petites échelles (10^2 Km). Ceci est possible dans le modèle de nouveau flux émergent d'Heyvaerts et al. (1977) : lorsque la nappe de courant formée entre le nouveau flux et le champ préexistant s'élève, une instabilité thermique se produit à une altitude critique h^* au delà de laquelle il n'existe plus d'équilibre entre chauffage Joule et rayonnement. La nappe de courant s'échauffe alors violemment jusqu'à une température T_{turb} pour laquelle la densité de courant excède le seuil de turbulence ; le feuillet s'étend alors rapidement et l'éruption se déclenche. Simon et al. (1984) ont particulièrement étudié la déstabilisation d'un filament par un tel processus.

3. Instabilités magnétiques spontanées.

Kuperus et Raadu (1974), étudiant la stabilité d'un filament supporté par la force de répulsion due au courant image qu'il induit sous la photosphère, ont montré qu'une perte de masse avait un effet déstabilisant. Perfectionnant ce modèle, Van Tend et Kuperus (1978) ajoutèrent au champ une seconde composante variable en altitude, pour simuler le champ des régions actives, et trouvèrent une intensité de courant critique au delà de laquelle tout équilibre est impossible. Hood et Priest (1980) ont étudié la stabilité d'un filament en boucle twistée (fig. 28) d'altitude d au dessus de la photosphère dans une arche magnétique. La boucle est "force-free" à "twist" uniforme ϕ (symétrie cylindrique): $\phi = (B_\theta / B_z)(L/r)$,

$B_z \approx B_0 / (1 + r^2/b^2)$, $B_\theta = (B_0 r/b) / (1 + r^2/b^2)$ avec $b = L/\phi$ et $r \leq d$, r étant mesuré à partir de son axe. La perturbation est

$$\vec{\xi} = \left(\xi_r(r), -i \frac{B_z}{B} \xi_o(r), i \frac{B_\theta}{B} \xi_o(r) \right) \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i(m\theta + kz)}$$

pour $r \leq d$ et $\vec{0}$ pour $r > d$. Elle est nulle en $z = 0$ ou $z = L$ (ancrage photosphérique). La configuration est instable aux nombres d'onde représentés fig. 29, soit lorsque le twist ϕ (ou la longueur de la boucle L), soit lorsque l'altitude d du filament excèdent une valeur critique. En fait, ces deux mécanismes sont à l'oeuvre simultanément, comme l'ont montré Schmieder et al. (1984c) : l'élévation en altitude d s'accompagne

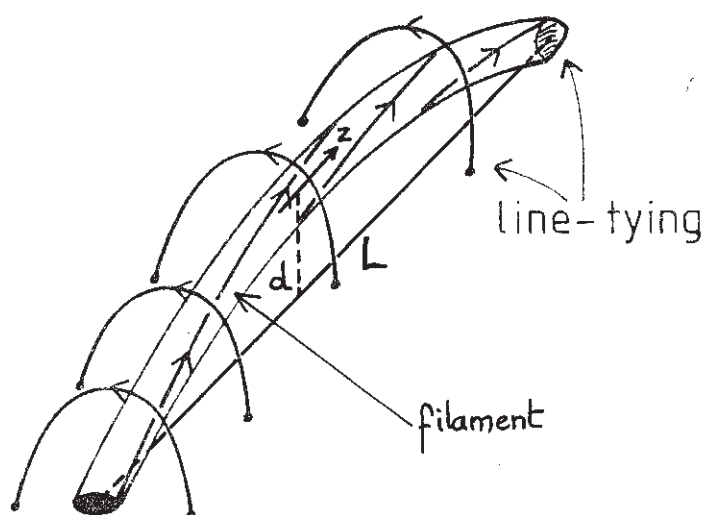


Figure 28

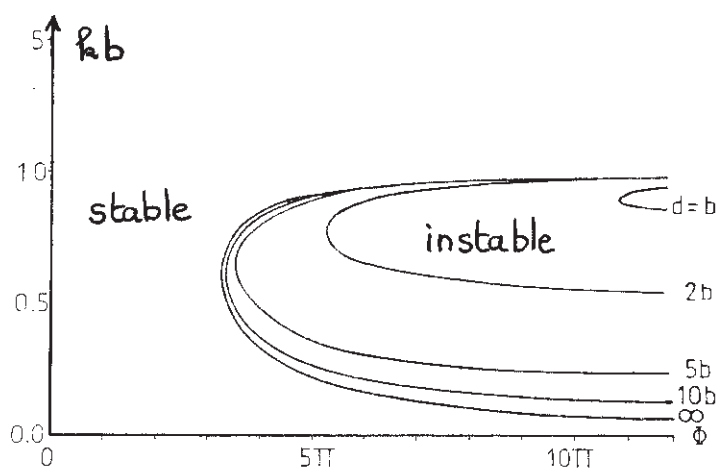
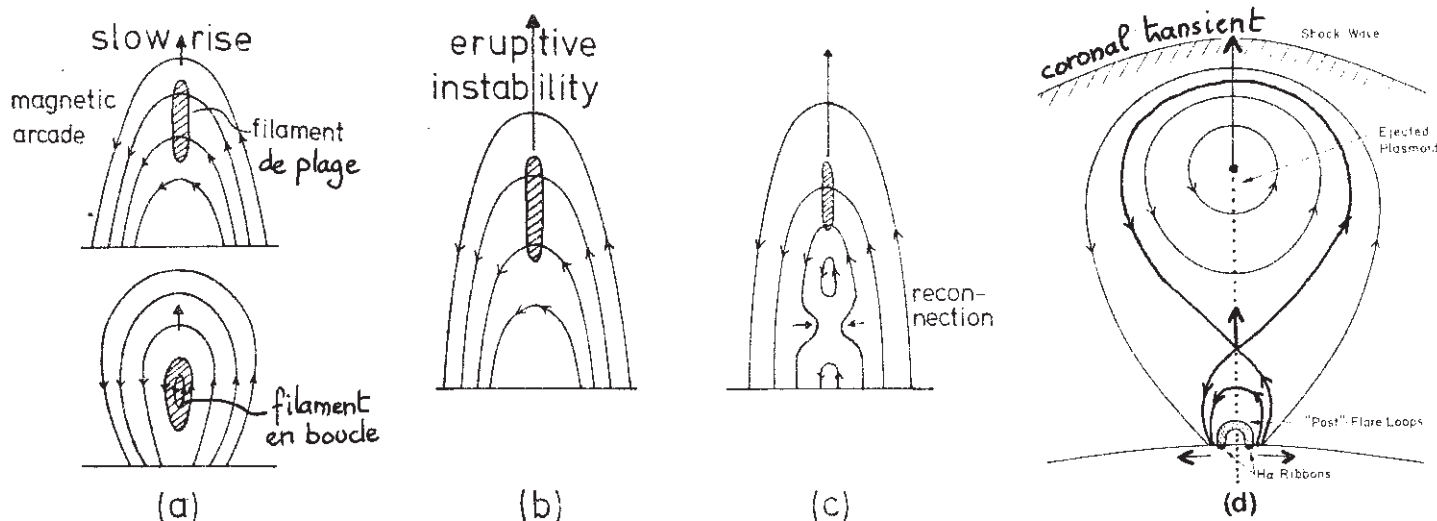


Figure 29

d'une expansion du tube de flux (car la pression ambiante diminue), dont la conséquence est d'augmenter le twist ϕ (si l'intensité I du courant et le flux magnétique Ψ sont conservés le long du tube). L'évolution, à la suite de l'instabilité, peut conduire à une éruption en double filet (fig. 30).



- (a) montée pré-éruptive du filament due à une perturbation
- (b) instabilité ; déclenchement de l'éruption
- (c) reconnection sous le filament
- (d) formation et refroidissement de boucles post éruptives et de 2 rubans brillants en H α . Transitoire coronal ("main phase").

Figure 30 - D'après Priest (1982).

4. Bifurcations entre équilibres multiples force-free

Suivant Low (1977), Heyvaerts et al. (1980) ont étudié numériquement les solutions de l'équation de Grad-Shafranoff (en 2 dimensions x, y) :

$$\Delta A + d/dA (B_z^2/2) = 0 \quad (A = \text{potentiel vecteur})$$

en remplaçant le 2ème terme par $\lambda f(A)$, f étant une fonction prescrite et λ un paramètre. Cette procédure revient à fixer le courant débité de la photosphère vers la couronne, ce courant variant avec λ . Elle ne permet pas de simuler l'évolution de la structure magnétique lorsqu'on déplace les pieds des lignes de force, mais elle est mathématiquement plus simple.

Cette équation a été résolue dans le demi plan $y \geq 0$ avec conditions aux limites : $A(x, 0)$ fixé en $y = 0$, conditions flottantes (dérivée normale de A nulle) sur les 3 autres frontières de la boîte.

Faisant varier λ , Heyvaerts et al. ont étudié la possibilité de séries quasi-statiques d'équilibres. Ceci n'est pas toujours possible : ils ont trouvé une valeur critique λ^* (fig. 31) au delà de laquelle la solution, topologiquement fermée, passe brusquement à une géométrie ouverte. Cette bifurcation entre deux équilibres devrait être hautement dynamique : il serait intéressant de pouvoir suivre la solution au delà du point critique. D'autre part, il serait nécessaire de résoudre le problème pour le 1/4 de plan $y \geq 0, x \geq 0$, avec conditions aux limites de Dirichlet sur Ox et Oy (A fixé) pour pouvoir appliquer ce mécanisme important aux disparitions de protubérances.

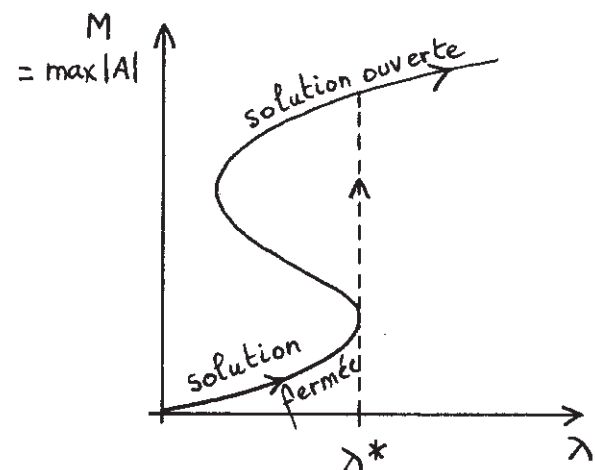


Figure 31

5. Perte d'équilibre thermique

Hood et Priest (1979, 1981b) ont étudié l'équilibre thermique d'une boucle statique :

$$h\rho - \rho^2 Q(T) + \frac{d}{ds} \left(k_0 T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = 0$$

à pression constante $P = \rho k T / m$

avec les conditions aux limites : $\left\{ \begin{array}{l} T = 2 \cdot 10^6 \text{ K à } s = 0 \\ \frac{dT}{ds} = 0 \text{ à } s=L \text{ (sommet de la boucle).} \end{array} \right.$

La façon dont la température du sommet varie lorsque h ou p^{-1} augmentent est indiquée fig. 32. L'évolution se fait par une série d'équilibres quasi-statiques jusqu'au point critique B où se produit un état de non équilibre : le filament s'échauffe rapidement vers un nouvel état de quasi-équilibre chaud (C).

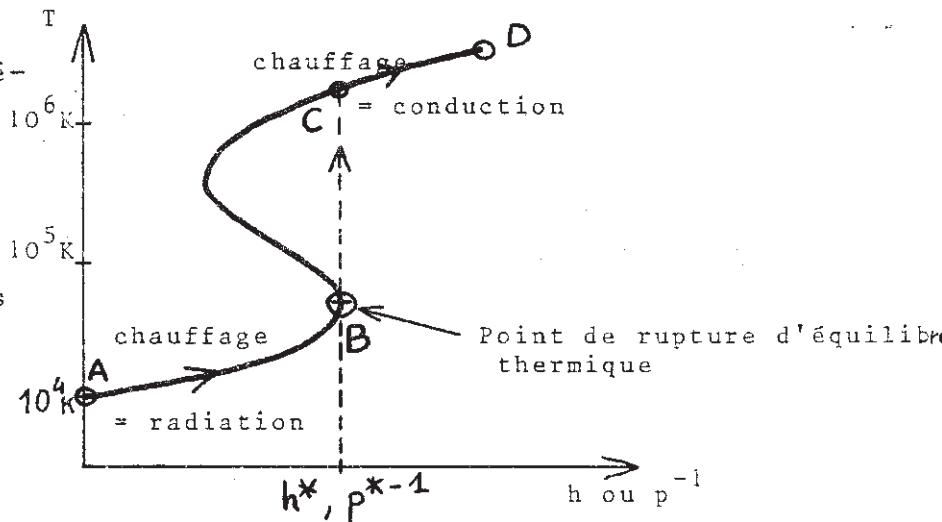


Figure 32

La transition de B à C correspond en fait à une redistribution de l'énergie thermique : entre A et B, le chauffage équilibre le rayonnement ; entre C et D, il compense la conduction. Elle devrait être hautement dynamique : on aimerait voir le mouvement incorporé dans les modèles. Cette transition brutale peut représenter la phase éruptive d'une instabilité thermique de filament : elle n'est atteinte que si $h > h^*$ ou $p < p^*$.

Par contre, la branche A-B peut correspondre à une phase de disparition (en H α) d'un filament par chauffage quasi-statique tant que $h < h^*$ ou $p > p^*$ cette évolution est réversible, et le filament peut se refroidir de façon quasi-statique et réapparaître en H α .

Malherbe et al. (1983b) ont montré que sa température est donnée par (branche A-B) :

$$T = (\delta/\eta)^{0.156} \times 8200 \text{ K}$$

où $\delta = h/h_c$, $\eta = P/P_c = 1 + 1/\beta$ (h_c , P_c , β étant le taux de chauffage, la pression et le β du plasma coronals).

Ainsi, T augmente si un chauffage par ondes issues d'un site éruptif se produit ($\delta \uparrow$) où si une reconnection du champ se produit ($B_c \downarrow \Rightarrow \beta \downarrow$).

VI -- CONCLUSION

Les protubérances solaires sont des structures stables en équilibre magnéto-gravo-thermo-dynamique stationnaire. Elles se forment par instabilité thermique et disparaissent par une instabilité MHD (magnétique ou thermique) spontanée ou déclenchée par la modification des conditions aux limites, ou par émergence de nouveau flux. De rapides progrès ont été effectués ces dernières années grâce à une parfaite collaboration et coordination entre observateurs (de B γ , V γ) et théoriciens (physique atomique et MHD), du Pic du Midi, Meudon et St Andrews (en particulier, J.L. Leroy, V. Bommier, S. Sahal, E. Priest, LA 326). Un tel effort sera poursuivi et intensifié :

- du côté modélisation analytique, nous étudions maintenant avec M. Raadu (Stockholm) les "disparitions brusques". Nous continuons avec E. Priest notre travail sur les modèles d'équilibre. De nombreuses questions ne sont pas encore résolues ("pieds", structure fine) ou méritent d'importants perfectionnements (incorporation de la dynamique aux mécanismes d'instabilité).

- Nous avons mis sur pied avec T. Forbes (Université du New Hampshire) un programme de collaboration dans le domaine des simulations numériques 2D (code SHASTA, ce volume). Beaucoup de problèmes relatifs à la formation des filaments restent à étudier ("tearing gravo-radiatif").

- Du côté observationnel, les DPSM du Pic du Midi (opérationnel depuis peu) et des Canaries (tour solaire allemande, 1988) vont permettre d'étudier la structure fine ($< 0.5''$) du champ des vitesses. Nous attendons aussi beaucoup de THEMIS (1990) pour recueillir des informations à haute résolution ($< 0.5''$) sur le champ magnétique vectoriel des filaments sur le disque (en particulier, leurs énigmatiques "pieds" sont innaccessibles aux mesures de Hanle faites au limbe). Nous espérons aussi une moisson de découvertes grâce à notre programme d'observations coordonnées SMM2-Sol (1984-1985), au cours duquel les filaments seront sondés dans tous les domaines de température (depuis H α aux raies coronales), fournissant ainsi des informations nouvelles sur leur zone de transition. Nous collaborerons sur ces questions avec E. Tandberg-Hanssen et Poland (Equipe UVSP, NASA).

Enfin, il va sans dire que l'intérêt de ces travaux de MHD dépasse largement le cadre des protubérances et s'étend à l'ensemble des plasmas astrophysiques dans des champs magnétiques et de gravitation : équilibre des nuages interstellaires dans les galaxies, des nuages protostellaires, des disques d'accrétion, filamentation dans les restes de supernovae... pour ne citer que ces problèmes.

REMERCIEMENTS

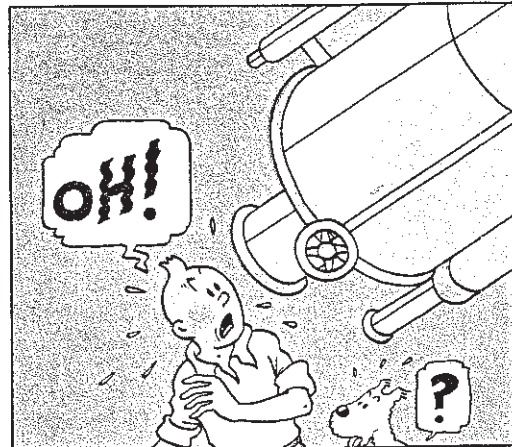
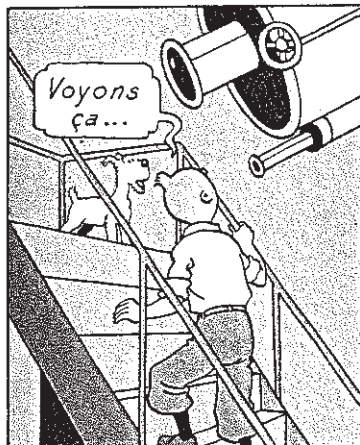
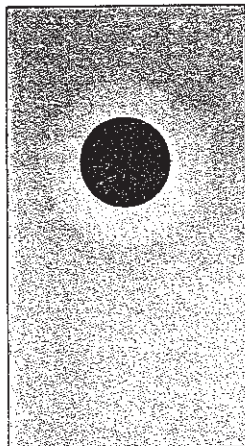
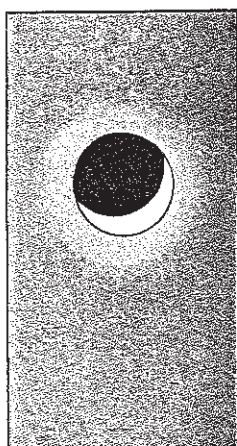
Je voudrais remercier tout particulièrement mes collègues de Meudon et J.L. Leroy (OPMT) pour leurs conseils, ainsi que E. Priest pour les nombreuses discussions que nous avons eues à St Andrews.

REFERENCES.

- Anzer, U. : 1972, Solar Phys., 24, 324
Bommier, V., Sahal, S. : 1979, IAU Coll. n°44, 87
Cargill, P.J., Priest, E.R. : 1982, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 20, 227
Dunn, R.B. : 1960, Ph. D. Thesis, Harvard University
Engvold, O. : 1976, Solar Phys., 49, 283
Furth, H.P., Rutheford, P.H., Selberg, H. : 1973, Phys. Fluids, 16, 105
Heyvaerts, J., Priest, E.R., Rust, D.M. : 1977, Astrophys.J., 216, 123

- Heyvaerts, J., Lasry, J.M., Schatzman, M., Witimsky, G. : 1980, Lecture Notes Math, 782, 160
- Hildner, E. : 1974, Solar Phys., 35, 123
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1979, Astron. Astrophys., 77, 233
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1980, Solar Phys., 66, 113
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1981a, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 17, 297
- Hood, A.W., Priest, E.R. : 1981b, Solar Phys., 73, 289
- Hyder, C.L. : 1966, Z. Astrophys., 63, 78
- Jensen, E., Maltby, P., Orrall, F.Q. : 1979, Physics of Solar Prominences, IAU Coll. n° 44
- Kippenhahn, R. Schlüter, A. : 1957, Z. Astrophys., 43, 36
- Kleczeck, J., Kuperus, M. : 1969, Solar Phys., 6, 72
- Kuperus, M., Tandberg-Hanssen, E. : 1967, Solar Phys., 2, 39
- Kuperus, M., Raadu, M.A. : 1974, Astron. Astrophys., 31, 189
- Leroy, J.L. : 1982, communication privée
- Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal, S. : 1983, Solar Phys., 83, 135
- Low, B.C. : 1977, Astrophys. J., 212, 234
- Low, B.C. : 1981, Astrophys. J., 246, 538
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P. : 1981, Astron. Astrophys. 102, 24
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P. : 1983a, Astron. Astrophys., 119, 197
- Malherbe, J.M., Priest, E.R., Forbes, T.G., Heyvaerts, J. : 1983b, Astron. Astrophys., 127, 153
- Malherbe, J.M., Simon, G., Mein, P., Mein, N., Schmieder, B., Vial, J.C. : 1983c, Adv. Space Research, Vol. 2, 11, 53
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P. : 1983d, Adv. Space Research, Vol. 2, 11, 57
- Malherbe, J.M., Priest, E.R. : 1983, Astron. Astrophys., 123, 80
- Malville, J.M. : 1976, Solar Phys., 50, 79
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escaut, I. : 1981, Solar Phys., 69, 301
- Martres, M.J. : 1984, communication privée
- Mein, P. : 1977, Solar Phys., 54, 45
- Milne, A.M., Priest, E.R., Roberts, B. : 1979, Astrophys. J., 232, 304
- Moreton, G.E. : 1960, Astron. J., 65, 494
- Mouradian, Z., Martres, M.J., Soru-Escaut, I. : 1980, Japan-France seminar on Solar Phys., 195
- Muskelishvili, N.I. : 1953, Singular integral equations, Noordhoff ed., Groningen - Holland.

- Nakagawa, Y., Malville, J.M. : 1969, Solar Phys., 9, 102
- Pickel'ner, S.B. : 1971, Solar Phys., 17, 44
- Pneumann, J.W. : 1983a, Solar Phys., sous presse
- Pneumann, J.W. : 1983b, Astrophys. J., 265, 468
- Priest, E.R., Smith, E.A. : 1979, Solar Phys., 64, 267
- Priest, E.R. : 1981a, 3rd European Solar Meeting, 203, Oxford, Jordan ed.
- Priest, E.R. : 1981b, Solar Flare Magnetohydrodynamics, Gordon and Breach, London, England
- Priest, E.R. : 1982, Solar Magnetohydrodynamics, Reidel ed., Dordrecht, Holland.
- Raadu, M.A. : 1979, IAU Coll. n°44, 167
- Raadu, M.A., Kuperus, M. : 1973, Solar Phys., 28, 77
- Ribes, E., Unno, W. : 1980, Astron. Astrophys., 91, 129
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E. : 1984a, Astron. Astrophys., sous presse
- Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P., Malherbe, J.M. : 1984b, EPS Study Conference, Catania, sous presse
- Schmieder, B., Raadu, M.A., Malherbe, J.M. : 1984c, soumis à Astron. Astrophys.
- Simon, G., Mein, N., Mein, P. : 1984, soumis à Solar Phys.
- Smith, E.A., Priest, E.R. : 1977, Solar Phys., 53, 25
- Tandberg-Hanssen, E. : 1974, Solar Prominences, Reidel ed., Dordrecht, Holland
- Turner, R. : 1970, Phys. Fluids, Vol. 13, 9, 2398
- Uchida, Y. : 1980, Japan France Seminar on Solar Phys., 169
- Van Tend, W., Kuperus, M. : 1978, Solar Phys., 59, 115.



Questions actuelles

Après la revue du chapitre précédent sur l'état des connaissances à propos des mécanismes de formation, d'équilibre et d'instabilité des protubérances, nous indiquons ici les problèmes les plus importants (et controversés) qui se posent actuellement aux astronomes ; ils ont été discutés lors des deux derniers colloques CPP (Coronal and Prominence Plasmas) organisés par la N.A.S.A. autour de l'opération SMM, en avril 1985 et 1986 à Washington. Dans les "proceedings" (1987, publication NASA 2442), on pourra consulter les revues de T. Forbes ("Formation and support of prominences"), J.C. Vial ("Diagnostics and Structure") et W. Wagner ("filament disappearances"). La revue de Hirayama ("Modern Observations of solar prominences"), présentée à l'occasion du centième numéro de "Solar Physics" (1985) est aussi instructive.

I - Structure et diagnostics spectroscopiques.

Nous avons donné, dans le chapitre précédent, des valeurs de densité électronique n_e (10^{11} cm^{-3}), qui sont de plus en plus remises en question : une grande variété de déterminations existe, et le sujet est controversé. Leroy et al (1984) ont mesuré des valeurs au moins 10 fois plus faibles ($< 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) ; Hirayama (1987) trouve des densités entre 10^{10} et 10^{11} cm^{-3} ; au contraire, Landman (1984) trouve des valeurs atteignant $10^{11.3} \text{ cm}^{-3}$. Le degré d'ionisation est lui aussi très incertain, et varie, selon les auteurs, entre 0.05 et 1, avec des quantités dépassant 1 à la périphérie des protubérances. Ces désaccords sont importants pour la physique : avec les valeurs couramment admises ($n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{HII}} / n_{\text{HI}} = 1$, $T = 7000 \text{ K}$, $B = 10 \text{ G}$) on trouve $\beta = 10^{-2}$. Avec les valeurs de Leroy et al, on aurait $\beta = 10^{-3}$; mais avec celles de Landman ($n_{\text{HII}}/n_{\text{HI}} = 0.05$, $n_e = 10^{11.3} \text{ cm}^{-3}$) on obtient $\beta = 1$. Ces deux derniers résultats deviennent $\beta = 10^{-2}$ et $\beta = 10$ en utilisant un champ magnétique de 3G au lieu de 10 G ; dans le premier cas, ce sont les forces magnétiques qui dominent, alors que dans le second, ce sont les forces de pression. Avec les densités trouvées par Landman, la masse d'une protubérance est égale à celle de la couronne, ce qui élimine la possibilité de condensation in situ : le plasma doit venir, pour l'essentiel, de la chromosphère. Par contre, avec les mesures de Leroy et al, il est parfaitement possible de condenser les protubérances in situ dans la couronne.

La grosse incertitude sur les mesures de densité provient du fait qu'elles découlent d'une grande variété de raies étudiées avec des techniques différentes: il n'est ainsi pas sûr que les régions observées des protubérances soient les mêmes dans chaque cas, et il paraît normal d'obtenir des densités de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} dans les parties les plus denses (centre) et 10^{10} cm^{-3} dans les parties les plus ténues (périphérie). Ceci pose le problème de la structure des filaments, et les modèles globaux présentés dans le chapitre précédent (un coeur froid entouré d'une enveloppe chaude) ne sont sans doute valides qu'en première approximation. Il suffit pour s'en convaincre d'examiner les images en haute résolution des protubérances, dans différentes raies formées à des températures diverses : la structure apparaît alors composée de fins filets ($< 0.5''$) hétérogènes en température et densité. Selon les auteurs, on trouve les suggestions suivantes :

- des filets chauds entourant un coeur froid (Kundu, 1987 ; Gary, 1987).
- des filets isothermes (Poland et Tandberg-Hanssen, 1983)
- des filets non - isothermes, avec variation de température le long du champ magnétique (équilibre conduction - rayonnement, Schmahl et Orrall, 1987).

Le problème de la structure thermique des protubérances est donc posé, mais non résolu ; certains auteurs (Athay, 1984 ; Démoulin et al, 1987) pensent, selon des études théoriques, que la structure fine met en jeu des filets de l'ordre de 5 km de diamètre seulement et notent l'importance de la conduction orthogonale. Il semble donc clair que des observations spectroscopiques à très haute résolution spatiale sont nécessaires pour faire progresser le sujet ; les projets THEMIS ($0.2''$) et HRSO (successeur du défunt SOT, avec $0.1''$) devraient permettre de contribuer significativement à la résolution de ces questions.

Des incertitudes beaucoup plus faibles (facteur 2 ou 3, au lieu de 10 ou 100!) existent sur les déterminations des champs magnétiques ($B=10\text{G}$ dans les protubérances quiescentes, 100 G dans les filaments de plage), des champs de vitesse (qui sont ascendants et subsoniques avec quelques km/s en $H\alpha$) et des températures (7000 K).

Les travaux de l'équipe Leroy - Bommier - Sahal (1983, 1984) ont permis de faire un véritable bon en avant dans la connaissance du champ magnétique des protubérances, grâce à la confirmation observationnelle des modèles théoriques Kippenhahn - Schluter (KS) et Kuperus - Raadu (KR) et à la statistique sur leur répartition. Pour aller plus loin (mesure du vecteur \vec{B} dans les filaments, sur le disque, calcul des courants électriques, étude des lignes neutres...), il faudra attendre la mise en service de THEMIS.

En ce qui concerne les champs de vitesse, la multiplication des observations sol / espace dans différentes raies, depuis quelques années, a effacé un peu la

confusion qui existait. Il semble définitivement acquis que les filaments quiescents sont traversés par un flux ascendant et stationnaire de matière (Martres et al, 1981) ; la situation est moins claire dans les filaments de plage, où les mouvements horizontaux semblent dominants (Athay et al, 1985). La question n'est pas non plus définitivement tranchée en ce qui concerne la dynamique des "pieds", où l'on observe des mouvements qui peuvent être montants ou descendants, suggérant des boucles de vitesse (Engvold et al, 1985). Tous ces problèmes sont évidemment liés à ceux concernant la structure des protubérances.

II - Mécanismes de formation et de support.

Avec les valeurs usuellement admises, la masse d'une protubérance est typiquement de $5 \cdot 10^{16}$ g, soit une fraction non négligeable (20%) de la masse totale de la couronne ; c'est pourquoi il a été suggéré qu'une grande partie de la masse de ces objets est pompée depuis la chromosphère. Les modèles de formation se répartissent en deux grandes classes : condensation in situ, et injection. Le premier se heurte à l'obstacle déjà mentionné ; et le second n'a en fait jamais été observé directement (figure 1).

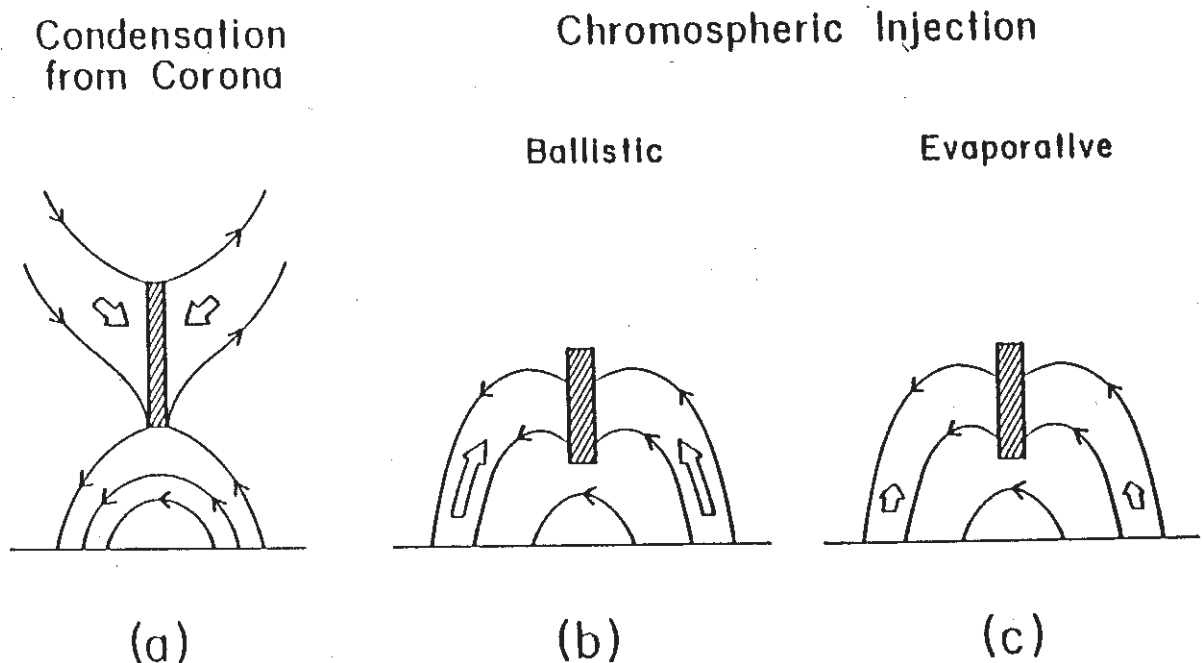


Figure 1. Schematic of three mechanisms involved in prominence formation: (a) condensation, (b) ballistic injection, and (c) evaporation.

Parmi les mécanismes de condensation, les travaux les plus actuels sont ceux traitant de l'interaction champ magnétique - instabilité thermique (Steinolfson

et Van Hoven, 1984 ; cette thèse). Parmi les mécanismes d'injection, on distingue l'injection ballistique de la chromosphère (An et al, 1987) de l'évaporation continue (Poland et Mariska, 1986). L'évaporation peut être produite par un défaut de chauffage dans la boucle magnétique. L'injection ballistique obéit à des mécanismes similaires à ceux des éjection de types "surges" (variation brusque de la pression, gazeuse ou magnétique, au pied d'une boucle).

Les questions liées à la formation des filaments soulèvent aussi celles reliées aux énigmatiques "pieds" qui les ancrent dans la photosphère. On assiste en général à l'apparition des pieds avant la formation du corps des filaments. Une idée attractive consiste à placer les pieds à l'intersection des cellules de la supergranulation (figure 2, Plocieniak et Rompolt, 1972). Mais les observations sont dans ce domaine extrêmement difficiles et sujettes à caution. Ce processus est cependant séduisant, car relie les "pieds" à la convection interne du Soleil.

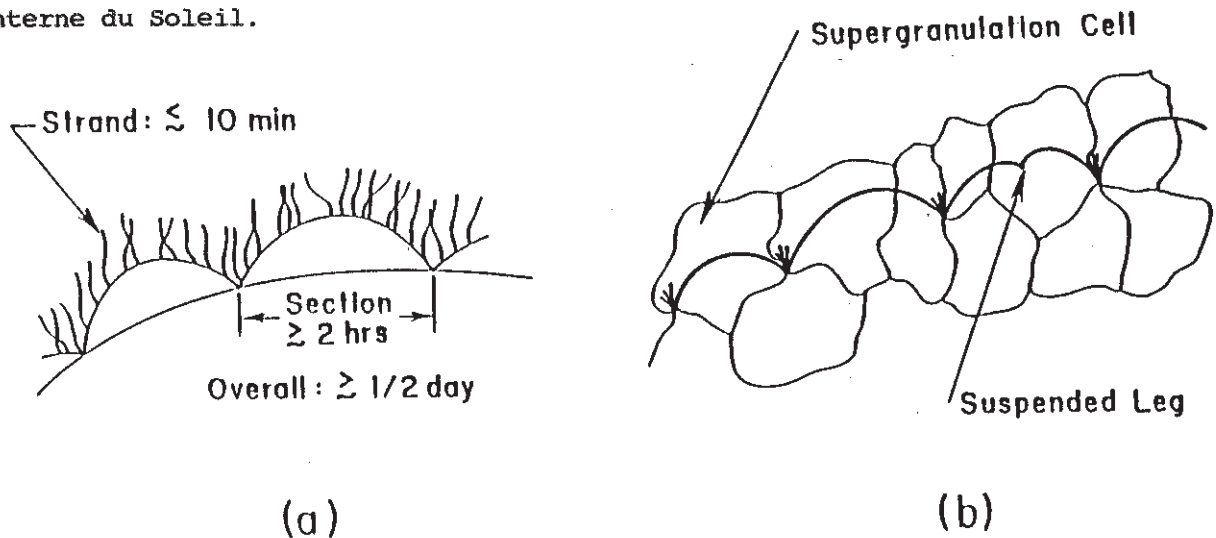


Figure 2. (a) Formation times of various prominence features. (b) Proposed location of prominence legs with respect to supergranulation cells.

Dans un même ordre d'idées, Raadu (1979) puis Malherbe et Priest (T3C) ont suggéré que les filaments pourraient se former le long des frontières des cellules géantes de la convection solaire, et ainsi en être les traceurs. Cette hypothèse pourrait expliquer les mouvements ascendants observés dans les filaments, mais elle n'a pas reçu de vérification. Enfin, Mouradian et al (1987) ont trouvé des singularités dans la déformation des filaments sous l'influence de la rotation différentielle : ils ont appelé ces régions "points pivots" qui pourraient bien être, une fois de plus, une manifestation d'un ancrage très profond du champ magnétique dans la zone convective.

Au niveau observationnel, les questions en suspens sont donc, pour l'essentiel, les suivantes :

- d'où vient la matière dense : chromosphère ou condensation coronale ?
- Quelles sont les conditions qui existent avant et après l'apparition ou la disparition d'un filament (champs magnétiques) ?
- Quel est le rôle du "shear" des champs magnétiques ?
- Quelles sont les interactions avec les phénomènes de convection ?
- Quelle est la structure 3D des champs magnétiques qui supportent les protubérances ?

Les réponses à ces divers points dépendent beaucoup de notre compréhension et connaissance de la structure fine des protubérances.

III - Instabilités dans les protubérances

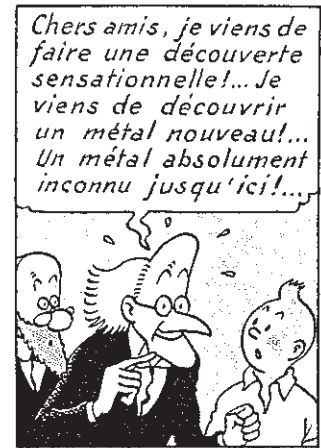
Les filaments sont souvent le siège d'une "disparition brusque" (DB) ; ils peuvent néanmoins (et c'est fréquent) se reformer sur place après un tel événement, qui peut n'être qu'une perturbation transitoire. On distingue les DB thermiques et les DB dynamiques : dans le premier cas, le filament n'est plus visible en H α car chauffé ; dans le second, le plasma s'envole (éjections) et sort donc de la bande passante des instruments centrés sur H α . Si les effets secondaires des DB sont facilement étudiables (le développement de l'instabilité est bien observable en général sur quelques heures), leur cause est beaucoup plus obscure, et les mécanismes qui déclenchent une DB ne sont pas bien compris : l'émergence de nouveau flux magnétique (apparition de pores) semble être un bon candidat (observations de Simon et al, 1984). L'évolution d'un système entre positions d'équilibre multiples, par exemple sous la variation du "shear", est aussi une possibilité ; un état de non équilibre peut être atteint par ce mécanisme. On se heurte observationnellement à un manque de connaissance des champs magnétiques 3D dans ce type de problème. Il serait intéressant ainsi d'établir des corrélations entre le type de support (KS, KR, ...) et le type des DB (thermiques, dynamiques, ...). Il semble que les DB thermiques soient plus fréquentes dans les filaments de région active, où le type de support le plus rencontré est probablement le KS. Les instabilités des protubérances posent aussi aux théoriciens de formidables problèmes, car tous les phénomènes en interaction (rayonnement, chauffage, conduction, dynamique, reconnection du champ magnétique) sont tous hautement non linéaires.

Références

- 1 - An, C., Bao, J., Wu, S. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 51
- 2 - Athay, R. : 1984, Astrophys. J., 287, 412
- 3 - Athay, R., Jones, H., Zirin, H. : 1985, Astrophys. J., 288, 363
- 4 - Démoulin P., Raadu M., Malherbe J.M., Schmieder B. : 1987, Astron. Astrophys., sous presse
- 5 - Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., Reichman E. : 1985, Solar Phys., 96, 35
- 6 - Forbes, T.G. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 21
- 7 - Gary, D. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 121
- 8 - Hirayama, T. : 1985, Solar Phys., 100, 415
- 9 - Hirayama, T. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 149
- 10 - Kundu, M. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 117
- 11 - Landman, D. : 1984, Astrophys. J., 279, 438
- 12 - Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal - Bréchet, S. : 1984, Astron. Astrophys., 131, 33
- 13 - Leroy, J.L., Bommier V., Sahal - Bréchet S. : 1983, Solar Phys., 83, 135
- 14 - Martres, M.J., Mein P., Schmieder B., Soru-Escout I. : 1981, Solar Phys., 69, 301
- 15 - Mouradian, Z., Martres M.J., Soru-Escout, I., Geszteleyi, L. : 1987, Astron. Astrophys., sous presse
- 16 - Plocieniak, S., Rimpolt, B. : 1972, Solar Phys., 29, 399
- 17 - Poland, A., Tandberg-Hanssen, E. : 1983, Solar Phys., 84, 63
- 18 - Poland, A., Mariska, J. : 1986, Solar Phys., 104, 303
- 19 - Raadu, M. : 1979, IAU Coll, 44, 167
- 20 - Schmahl, E., Orrall, F. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 127
- 21 - Simon, G., Mein, N., Mein, P., Geszteleyi, L. : 1984, Solar Phys., 93, 325
- 22 - Steinolfson, R., Van Hoven, G. : 1984, Astrophys. J., 276, 391
- 23 - Vial, J.C. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 89
- 24 - Wagner, W. : 1987, CPP proceedings, NASA publication 2442, page 215

Première Partie

Dynamique et Instabilités des protubérances solaires : observations et modélisation



I - 1 Dynamique

J'ai regroupé dans cette section une communication et trois articles.

a) La communication "study of giant cell motions and their possible relationship with the dynamics of filaments" résume en quelque sorte les concepts sur lesquels j'ai basé ma thèse de 3ème cycle, et introduit mes nouveaux travaux. On y montre que l'équilibre des filaments quiescents est dynamique, et non statique ; qu'ils sont traversés par un flux ascendant de matière (de l'ordre de 1 km/s en H α) ; que ces mouvements montants peuvent résulter, selon le type de support magnétique choisi (Kippenhahn-Schluter KS ou Kuperus-Raadu KR), de l'entraînement des pieds des lignes de force par des mouvements convectifs respectivement divergents, ou convergents. Ceci suggère un régime de reconnexion forcée, dans des modèles avec point X. S'appuyant sur les récents résultats de Leroy, Bommier et Sahal, indiquant que dans la classe des protubérances quiescentes, il semble y avoir beaucoup plus de KR que de KS, on émet l'idée que les filaments pourraient se former dans la nappe de courant surmontant la frontière entre cellules magnétiques géantes de polarités opposées. Un difficile travail de détection des cellules géantes, à partir de la collection des spectrohéliogrammes de Meudon, est actuellement effectué par E. Ribes, en utilisant les taches et les facules comme traceurs magnétiques. Les filaments seront utilisés un peu plus tard ; si l'association entre dynamique des filaments et cellules géantes se confirme dans le futur, il s'agirait là d'une découverte importante.

b) Dans l'article "Dynamics of solar filaments - III - analysis of steady flows in H α and CIV lines", nous étudions le champ des vitesses sur les filaments dans la raie UV du CIV (zone de transition chromosphère - couronne à 10^5 K), ainsi que la corrélation entre les raies H α (8000K) et CIV. Cette corrélation entre les champs de vitesse aux deux niveaux de température est assez forte (0.5) ; les mouvements sont montants dans les deux raies (0.5 km/s en H α ; 5.6 km/s en CIV). Les ordres de grandeur indiquent une conservation du flux de masse entre les deux raies ; et la considération des modèles de support dynamique suggère que les mouvements observés en CIV se situent dans l'interface filament-couronne, plutôt que dans la zone de transition chromosphère - couronne, en dessous. Pour aller plus loin, et en particulier observer la direction des mouvements autour des filaments à une température de 10^6 K, des observations spectroscopiques dans les raies coronales sont indispensables, mais malheureusement non disponibles et non réalisables avec les instruments actuels sur orbite. Nous montrons que

l'observation des champs de vitesse coronaux, sur les bords des filaments, pourrait aider à discriminer entre les principaux modèles de supports ; on s'attend en effet à des mouvements ascendants dans le cas des KS (injection ou évaporation chromosphérique), et descendants dans le cas des KR (condensation in situ). En outre, l'étude des filaments quiescents (ceux observés par SMM étant, en général, des filaments de région active, ce qui ne facilite pas la tâche) serait préférable pour résoudre ces questions plutôt que l'observation des filaments de plage.

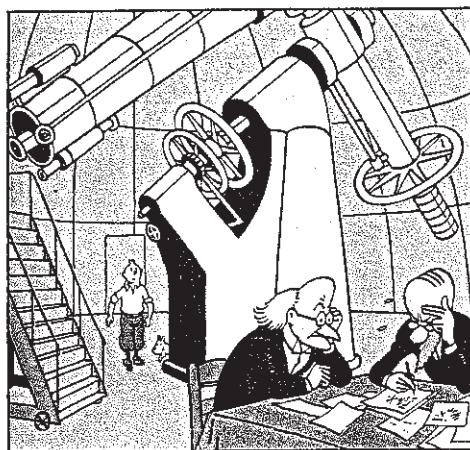
c) Dans l'article "Dynamics of solar filaments - IV - Structure and mass flow of an active region filament", nous analysons les champs de vitesse en H α et CIV, ainsi que les champs magnétiques, d'un filament de plage actif. Des mouvements de montée (V_C) sont observés dans le corps du filament en H α (1-2 km/s) et CIV (5 - 10 km/s) ; tandis que dans les "pieds", on observe des mouvements de descente (V_P), du même ordre de grandeur (5 - 10 km/s) dans les deux raies. Nous suggérons un modèle qualitatif, dans lequel le filament est un tube de flux qui s'élève dans l'atmosphère en se vidant par les "pieds", et nous relierons les quantités V_C et V_P (par conservations du flux de masse). Dans le modèle intervient une échelle de hauteur ; lorsque nous choisissons l'échelle de hauteur de la pression ("pieds" structurés par les forces de pression), nous obtenons un résultat physiquement inacceptable. Si nous prenons l'échelle de hauteur du champ magnétique ("pieds" dominés par les forces magnétiques), notre interprétation s'avère satisfaisante. Le problème des "pieds" est ainsi clairement posé : seules les forces magnétiques peuvent soutenir le plasma et limiter la vitesse de descente à une faible fraction de la vitesse de chute libre (de l'ordre de 100 km/s). Quelle est la topologie magnétique des "pieds" ? Il faudra attendre THEMIS pour répondre à cette question.

d) Le dernier article, "Dynamics of Solar Filaments - V - Oscillations in the H α and CIV lines", nous étudions les propriétés oscillatoires du plasma des filaments et de la chromosphère environnante. En H α , nous retrouvons un résultat déjà présenté dans ma thèse de 3ème cycle : on ne détecte aucune oscillation dans les filaments (bande 1 - 10 mHz), alors que la chromosphère se manifeste avec des périodes bien connues, de l'ordre de 200 - 300s. Ce résultat s'accorde bien avec la réflexion des ondes acoustiques au sommet de la chromosphère, l'opacité des filaments rendant indétectables les oscillations du plasma situé en dessous. En CIV, il n'y a aucune énergie dans la zone de transition au dessus des régions brillantes (facules). Par contre, les spectres de puissance montrent de l'énergie au dessus des régions sombres, mais sont assez plats, malgré un léger pic vers

200s. Une analyse plus fine prouve que cette énergie provient de la zone de transition au dessus des taches et des régions de fort gradient de vitesse ("pieds" des filaments). Ces résultats sont davantage expliquables par des mouvements de type convectifs que par une propagation d'ondes. Néanmoins, ces travaux auraient intérêt à être recommencés sur des filaments quiescents, moins perturbés que les filaments de plage : il faudra attendre pour cela un successeur au satellite SMM en ce qui concerne les observations spatiales.

Deux hypothèses sont formulables pour expliquer l'absence d'observation d'oscillations dans les filaments :

- la réflexion des ondes acoustiques dans la chromosphère.
- la polarisation horizontale, parallèle au champ magnétique (qui semble à prédominance horizontale dans les protubérances, selon les résultats de Leroy, Bommier, Sahal), rendant d'éventuelles oscillations (mode lent, ondes d'Alfven) indétectables par des observations effectuées au centre du disque. Un travail identique au nôtre a été fait d'ailleurs par d'autres auteurs sur des objets au limbe, dans lesquels aucune période courte de type chromosphérique n'a été détectée (seulement des oscillations comprises entre 25 et 90 mn, sous caution).



STUDY OF GIANT CELL MOTIONS AND THEIR POSSIBLE
RELATIONSHIP WITH THE DYNAMICS OF FILAMENTS

Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P., and Malherbe, J.M.

Observatoire de Paris
Section d'Astrophysique de Meudon
92195 Meudon Principal Cedex
FRANCE

ABSTRACT

Observations and models of steady flows in filaments suggest the existence of subphotospheric motions below the magnetic structure supporting cold material, which could be interpreted in terms of giant cell motions. Differential rotation of the Sun and properties of giant convective cells are investigated by statistical analysis of magnetic outliners evolutions from Meudon Spectroheliograms.

I - Introduction

The existence of giant convective cells is predicted by theoretical works on subphotospheric motions (Gough and Toomre, 1983) and they may possibly be detectable through an inversion of high degree five minutes oscillation data (Hill et al., 1984). Their existence is also suggested by long period observations connecting oscillations and solar activity (Fröhlich and Delache, 1984, Krause et al., 1984, Cortes et al., 1984).

In the first part of this paper, we show that the dynamics of filaments, as deduced from observations with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) spectrograph operating on the Meudon Solar Tower, (Mein, 1977) could imply the existence of subphotospheric motions at the base of filament magnetic structure. We suggest that such motions could possibly be interpreted in terms of convective velocities at the boundary between two giant cells where filaments could form. In the

second part, we present some preliminary results concerning an attempt to study directly the properties of giant convective cells. Magnetic tracers, as sunspots or faculae, are used to investigate fluctuations of horizontal velocity as a function of solar longitude and latitude, from Meudon spectroheliograms. This method allows the determination of convective velocities, as well as number and dimensions of giant cells on the Sun.

II - Stationary mass motions in filaments as a possible signature of giant cells motions.

2-1 Vertical component of the velocity in $H\alpha$

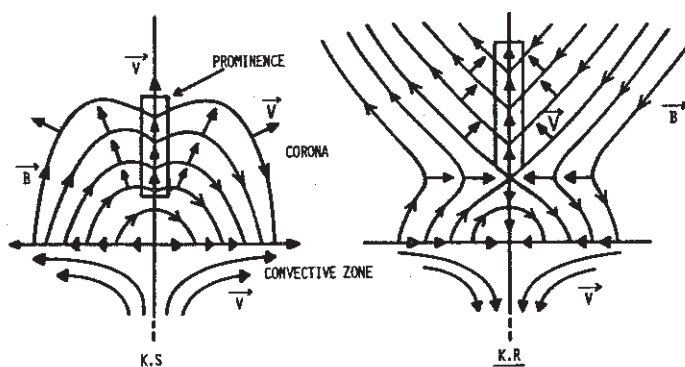
Many observations with the MSDP and the 3λ heliograph show that inside filaments slow upward motions occur with a lifetime of several days (Martres et al., 1981, Malherbe et al., 1983a, Schmieder et al., 1984, this volume). Before suggesting a new interpretation of this last result, let us review at first the different models put forward for prominence support :

2-2 Models of magnetic support

Several magnetostatic models of filaments exist; they belong to two different classes : Kippenhahn and Schlüter, 1957 (KS) with no reversal of the orientation of the magnetic field between the prominence and the photosphere (no neutral point), and Kuperus and Raadu, 1973 (KR) with one reversal (neutral point) below the filament. Recent observations at Pic-du-Midi (Leroy et al. 1983) with the Hanle effect suggested that 100% of prominences in the polar crowns are of KR type, while at low latitude regions 75% are of KR type and only 25% of KS type. These latter prominences are low in the corona and are close to active regions.

Figure 1 - Dynamical models of Malherbe and Priest.

(Solid headed arrows indicate the velocity field).



2-3 Dynamical model

All the existing models are static except that of Ribes and Unno (1980) based on a siphon mechanism. While velocity loops often observed through plage filaments are fairly well explained by a siphoning-type flow, upward motions observed in all types of filaments seem to be relevant to another mechanism. Thus, Malherbe and Priest (1983) proposed new dynamical models with magnetic configurations of KR and KS type. They can explain the upflow in prominences by a quasi-static evolution of the magnetic support (Fig. 1). The field lines may be displaced by motions in subphotospheric layers. Such motions could be caused by super granulation or by giant cell motions. Considering the latter hypothesis, with the KS configuration, diverging motions are required in the photosphere to explain upflows in prominences, while converging motions are necessary in KR models. Magnetic observations favour the KR type field. Moreover in polar crowns, converging photospheric flows are more probable than diverging ones. Indeed, at high latitudes, remnant active regions are pressed up near the poles by the emergence of new opposite polarity regions at the beginning of a new cycle, suggesting approaching motions.

The dynamics of filaments suggests that they may form in current sheets above the boundary between two approaching giant cells of opposite polarity. Thus, filaments may be related to convective cells (see for instance H α synoptic charts of MacIntosh). Hence, the dynamics of filaments, which are high in the Sun's atmosphere, could provide a possibility for probing the convective zone.

We present now an attempt, using observations of photospheric magnetic outliners, to study directly solar convection.

III - Study of differential rotation and convective giant cells.

Coupling between large scale convective motions and rotation is necessary to generate magnetic field. In particular giant cells have been invoked to explain the observed equatorial acceleration (Gilman, 1982). The characteristics of such convective cells are presumably the following : number 2 - 10, diameter $> 200\,000$ Km, horizontal velocity $< 10\text{ ms}^{-1}$.

Let us assume that the rotation velocity is constant at a given latitude. If giant convective cells exist, an additional velocity field should be superimposed on the rotation; then the resulting velocity would be modulated by the convective motions. The characteristics of the modulation (amplitude and phase) would reflect the properties of the large scale convection.

At Meudon, from 1919, we have a large collection of spectrohelio-grams taken in the H α line and also in the Ca II line (center K₃, violet wing K₁) and a 4 month period of K₁ observations has been digitized. We have chosen first the sunspots and faculae as magnetic outliners, and filaments will be used later on.

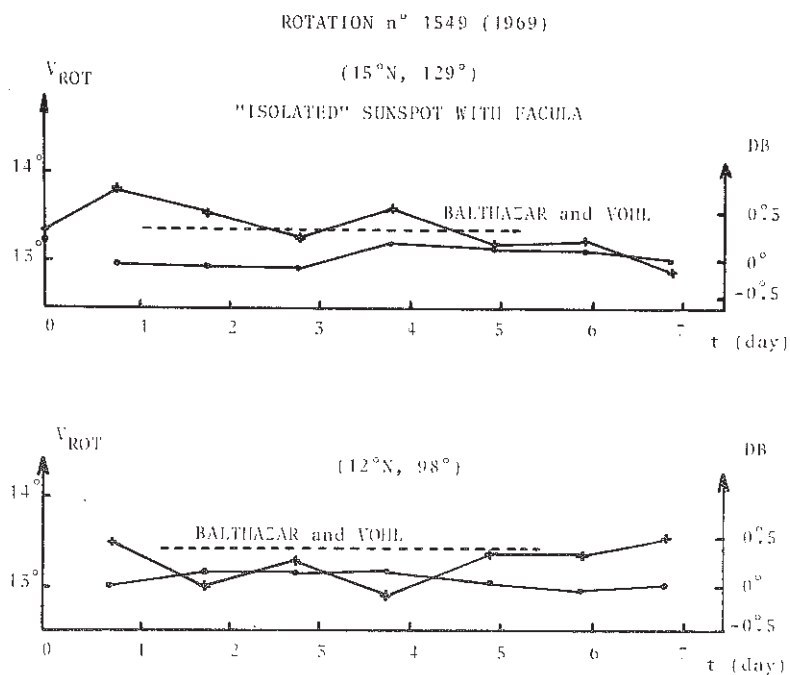


Fig. 2 - The longitudinal (plus) and latitudinal (circles) motions of sunspots during their transit across the solar disc. Note that latitudinal motions are regular and smaller than longitudinal ones. Dashed lines correspond to the rotational velocity given by Balthazar and Vohl (1980).

The preliminary conclusions are the following : For a stable sunspot observed during its transit across the solar disc, the amplitude of the fluctuations in longitude is lower than 30 ms^{-1} (Fig. 2). We expect to find evidence of longitudes with persistent higher rotation rates. Such longitudes would be the signature of giant convective cells. A statistical analysis is performed in that way.

Latitudinal motions of sunspots were detected (Fig. 2). They are small and quite regular, which is a good indication of the accuracy of the method.

CONCLUSION

Systematic upward motions observed in filaments can be explained in terms of a large-scale convective flow. The direction of the sub-photospheric flow (converging or diverging) is related to the magnetic pattern (Kuperus-Raadu or Kippenhahn-Schlüter support). In order to test this suggestion, we have developed a method to detect the giant convection and its properties, by the analysis of the differential rotation. Sunspots, faculae and filaments are used as outliners.

Preliminary results are obtained with sunspots. Systematic latitudinal motions indicate the presence of large-scale convection. The number and the characteristics of the giant cells require a much larger statistical analysis. But the method seems to be of interest to find some relationship between the magnetic pattern and the global convection.

BIBLIOGRAPHY

- Balthazar, H., Vohl, H. : 1980, *Astron. and Astrophys.* **92**, 111.
Cortes, T.R., Herrero, A., Jimenez, R., 1984 (this volume).
Frohlich, C., Delache, P., 1984 (this volume).
Gilman, 1982 : IAU Symposium n° 102, Zürich.
Gough, D.O., and Toomre, J., 1983, *Sol. Phys.* **82**, 401.
Hill, F., Gough, D.O., Toomre, J., 1984 (this volume).
Kippenhahn, R., Schlüter, A. : 1957, *Z. Astrophys.* **43**, 36.
Krause, F., Tuominen, J., Virtanen, H., 1984 (this volume).
Kuperus, M., Raadu, M.A., 1973, *Sol. Phys.* **28**, 77.
Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal Brechet, S. : 1983, *Sol. Phys.* **83**, 135.
Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P. : 1983, *Astron. and Astrophys.* **119**, 197.
Malherbe, J.M., Priest, E.R. : 1983, *Astron. and Astrophys.* **123**, 80.
Martres, M.J., Mein P., Schmieder, B., Soru-Escaut, I. : 1981, *Solar Physics*, **69**, 301.
Mein, P., 1977, *Solar Physics* **54**, 45.
Schmieder, B., Malherbe J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E., 1984 (this volume).

Dynamics of solar filaments

III. Analysis of steady flows in H α and C IV lines

B. Schmieder¹, J. M. Malherbe¹, P. Mein¹, and E. Tandberg-Hanssen²

¹ Observatoire de Meudon, DASOP (LA 326), F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² NASA, Marshall Space Flight Center, AL 35812, USA

Received December 22, 1983; accepted February 7, 1984

Summary. A statistical analysis of intensities and radial velocities of several solar plage filaments (i.e. prominences seen on the solar disk) observed at disk centre is presented. Intensity and radial (=vertical) velocity maps were derived from simultaneous 2D measurements of the H α chromospheric line with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) spectrograph operating on the Meudon Solar tower, and also obtained from 2D recordings of the C IV transition-zone line ($\lambda=1548\text{ \AA}$) with the Ultra Violet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) aboard the Solar Maximum Mission (SMM) satellite.

A good correlation (around 0.5) is found between intensities in both lines, as well as between velocities. Persistent *upflows* are measured in both lines at the filament location. The mean vertical velocities are respectively 0.5 km s^{-1} in H α and 5.6 km s^{-1} in C IV. The analysis of mass fluxes suggests that C IV upflows occur in the transition region around prominences rather than below, in the chromosphere-corona transition zone.

Key words: Sun – prominences – filaments – chromosphere – transition zone – dynamics – velocities

I. Introduction

Solar prominences are thin sheets of cold and dense material suspended against gravity in the low, tenuous and hot corona by magnetic fields. They are located above inversion lines of the photospheric magnetic field (see Tandberg-Hanssen, 1974; for a review, Jensen et al., 1979) and are referred to as filaments when seen in absorption against the solar disk. Recent observations reveal that filaments are always associated with velocity fields. The most extensive results concerning H α motions in disk filaments are due to Mein (1977), Martres et al. (1981) and Malherbe et al. (1981–1983a).

It was shown that upward motions ($\simeq 1\text{ km s}^{-1}$) occur through plage or quiescent filaments. Moreover, velocity loops slightly inclined on the filament long axis were suggested principally in plage filaments.

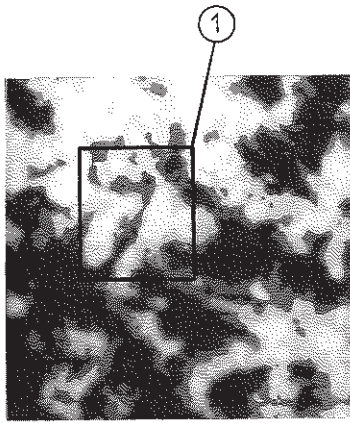
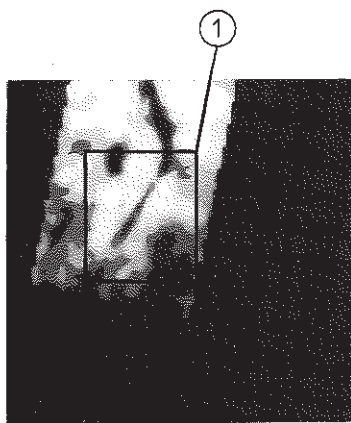
Most solar filament models are magnetostatic and do not take into account the dynamics of cold material. Basic magnetostatic theories for the support of prominences against gravity were proposed by Kippenhahn and Schlüter (KS) (1957) and Kuperus and Raadu (KR) (1973) with quite different magnetic configurations (see the pictures of Fig. 4): in the KS prominence

the magnetic field has the *same* direction as the field lines of the small magnetic arches, below, which overlie the photospheric inversion line; while in the KR prominence the field has the *opposite* direction and a magnetic neutral point is present in the structure. KS filaments are expected to form in magnetic *arcades*, while KR ones could form *current sheets* at the boundaries between two cells of opposite polarity (review by Priest, 1982).

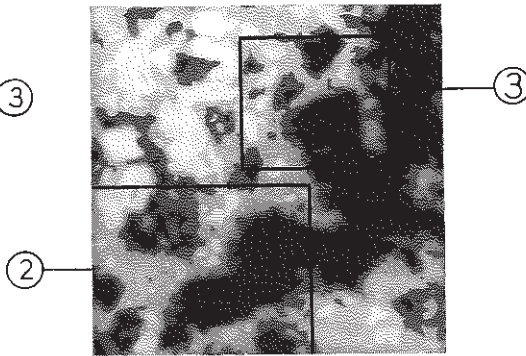
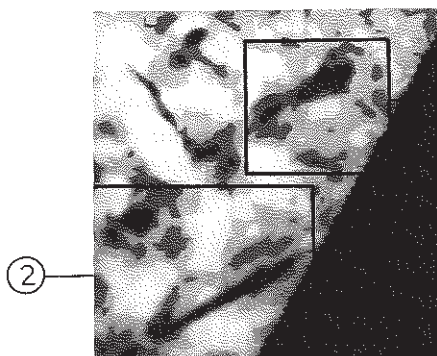
Dynamical models based on the siphon mechanism were proposed by Pickel'ner (1977), Uchida (1980) and Ribes and Unno (1980). Such models exhibit a downflow when the plasma cools and enters the prominence on one side and an upflow when it heats and leaves on the other side; flow asymmetry should be expected due to thermal processes, and approximately horizontal velocities should occur in the centre of the prominence. Therefore, siphon flow models may account better for the existence of velocity loops often observed across plage filaments, than for upflows observed through all types of filaments, which are investigated in this paper.

Recently, Malherbe and Priest (1983) proposed new dynamical models with magnetic configurations either of the KR or KS type. They explained the upflows reported in prominences by a *quasi static evolution* of the magnetic support. They argued that the line-tied footpoints of magnetic lines may be displaced by convective motions in sub-photospheric layers. Such motions could be caused by supergranular or by giant cell motions (Schmieder et al., 1983b). They were also able to predict a relation between the convective velocity at the footpoints of the magnetic structure, and the material velocity in the prominence itself, and suggested a dynamical (but stationary) condensation process. In order to test this new model (and in particular the cooling mechanism), the knowledge of physical parameters such as the density and the velocity for various temperatures is needed, and thus, observations in the *transition region* (10^5 K) and in the *corona* (10^6 K), as well as in the *chromosphere* (10^4 K) are required.

The new results presented here were derived from coordinated ground-based observations in H α (chromosphere) obtained with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) Spectrograph operating on the Meudon Solar Tower, and from space observations in the C IV line ($\lambda=1548\text{ \AA}$) (transition zone) with the Ultra-Violet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) aboard the SMM satellite. The dynamics in the transition zone (TZ) in the vicinity of prominences is not well known. Lites et al. (1976) with OSO 8 experiment observed blueshifts ($\leq 10\text{ km s}^{-1}$) in the Si IV line at the location of H α disk filaments. More recently, Engvold et al. (1984) obtained similar results with UVSP instrument. Vial et al. (1980) reported subsonic motions in *limb* prominences from O VI measurements. Also, the way of how the electron density and the thickness of the TZ are modified in the vicinity of prominences



September 28, 1980 – Filament 1



October 2, 1980 – Filaments 2,3

a: H α

b: C IV

Fig. 1. Intensity isocontours (*a*: H α /*b*: C IV) of the ($4' \times 4'$) observed regions on 28 September and 2 October 1980. Boxes (1 to 3) indicate the studied parts of filaments

is still unclear. Poland and Tandberg-Hanssen (1983) measured in the TZ around *limb* prominences densities 10 times higher than the value generally admitted (10^{10} cm^{-3}) for the quiet chromosphere-corona TZ. Moreover, the TZ observed on the *disk* may result in the contribution of 2 regions: TZ 1 around filaments, as a hot envelope of cold material, and TZ 2, the classical (but doubtless modified) chromosphere-corona TZ below (Fig. 4).

After a review of our observations, (Sect. II), the aim of this paper is:

to specify the dynamics in the TZ at filament locations (Sect. III),

to determine where the flow occur (TZ 1 or TZ 2) and bring new tests or constraints on models (Sect. IV).

II. Observations

Simultaneous H α (with the MSDP) and C IV (with UVSP) observations were obtained in the course of the coordinated SMY program in 1980. The UVSP has the capability to make 2D

rastered Dopplergrams over a field of view up to $4' \times 4'$ with $3''$ steps and a $3'' \times 3''$ entrance aperture (6400 pixels). These Dopplergrams were derived from intensity measurements in 2 channels 0.3 \AA apart in the C IV line ($\lambda = 1548 \text{ \AA}$), (Woodgate et al., 1982). This method can detect velocities up to 30 km s^{-1} (Simon et al., 1982). One scan requires 8 min.

The MSDP observations consisted in recording simultaneously 9 images of an elementary 2D field of view ($8' \times 1'$) with a resolution of $1''$ and taken in 9 different wavelengths 0.3 \AA apart in the H α profile. The high performance of this instrument allowed every minute the observation of 5 contiguous 2D fields of view covering an active region of $8' \times 5'$ ($= 144,000$ pixels) (Mein, 1977). Maps of intensity fluctuations and Dopplershifts were computed from the 9 points profiles.

The observed filaments were plage filaments. They are indicated by boxes on intensity maps in Fig. 1. As seen in this figure, dark features in C IV intensity correspond to the absorbing filament structures in H α intensity.

We chose 6 observations obtained at 2 different dates and concerning 3 filaments (Table 1). Each filament was observed at

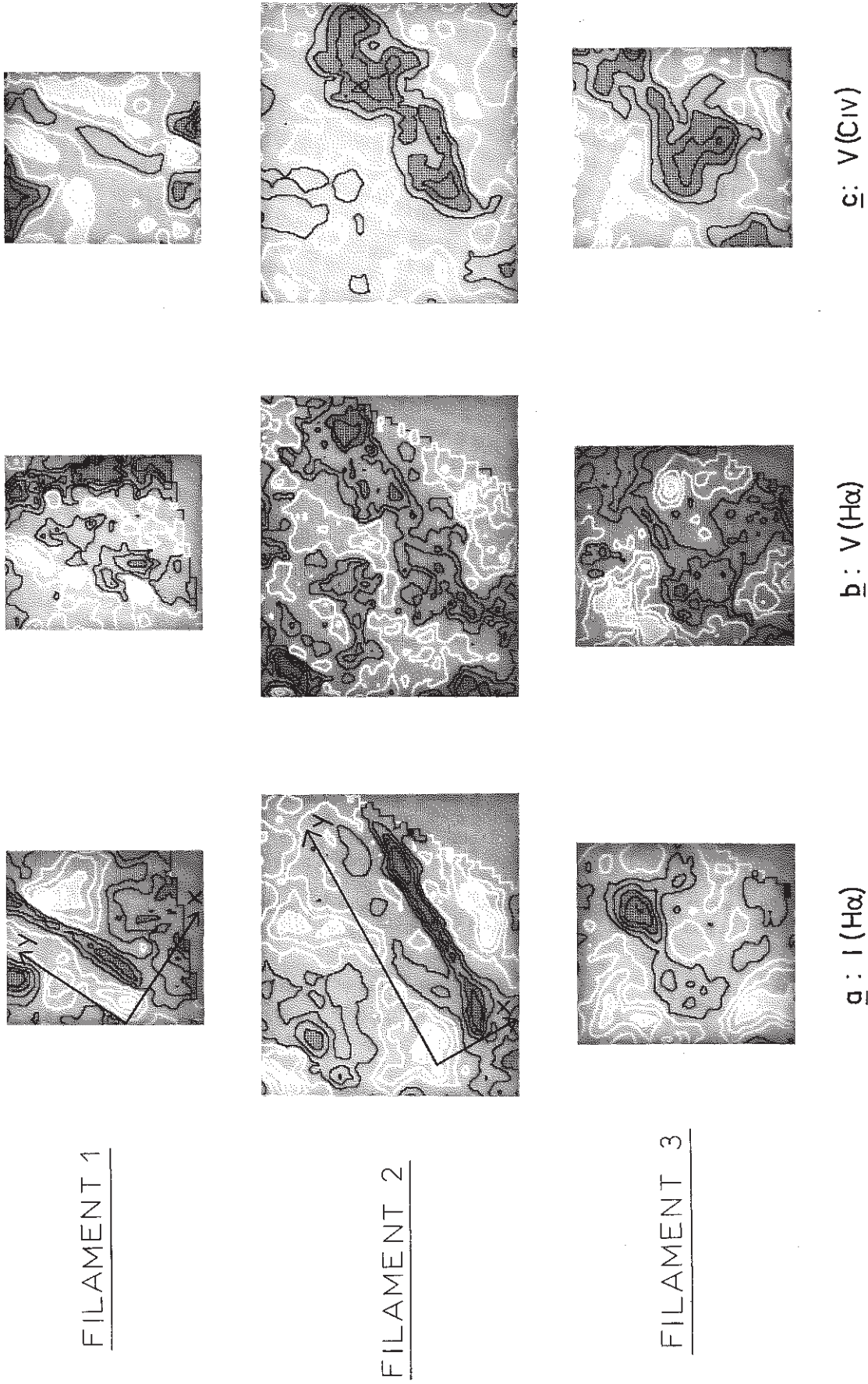


Fig. 2. **a** H α intensity isocontours. **b** H α velocity isocontours ($-17.5, -12.5, -7.5, -2.5, 2.5, 7.5, 12.5, 17.5 \text{ km s}^{-1}$). **c** C IV velocity isocontours ($-17.5, -12.5, -7.5, -2.5, 2.5, 7.5, 12.5, 17.5 \text{ km s}^{-1}$). **d** C IV velocity isocontours ($-17.5, -12.5, -7.5, -2.5, 2.5, 7.5, 12.5, 17.5 \text{ km s}^{-1}$) corresponding to the 3 boxes of Fig. 1. Black lines represent dark regions (filaments) or upward velocities and white lines bright regions (faculae) or downward velocities. Y and X directions are, respectively, parallel and perpendicular to the filament axis

Table 1. Sequences of filament observations

Date (1980)	Boulder active region no.	MSDP time (UT)	UVSP time	UVSP experiment no.	Coordinates of filament	Area of the studied part of filament in units of ($3'' \times 3''$)
28 September (filament 1)	2697	14:35:30 16:18:22	14:34:47 16:10:39	12464 12471	18°S, 22°E	103 69
2 October (filament 2)	2701	9:57:08 11:35:35	9:51:48 11:27:44	12681 12687	10°N, 10°E	156 340
2 October (filament 3)	2701	9:57:08 11:35:35	9:51:48 11:27:44	12681 12687	20°N, 15°E	142 129

Table 2. Spatial averages over filament areas

Filament	Time	Mean velocity $\bar{V}(\text{H}\alpha)$ (km s^{-1})	Standard deviation $\sigma_V(\text{H}\alpha)$ (km s^{-1})	Mean velocity $\bar{V}(\text{C IV})$ (km s^{-1})	Standard deviation $\sigma_V(\text{C IV})$ (km s^{-1})	$\frac{\bar{V}(\text{C IV})}{\bar{V}(\text{H}\alpha)}$	Correlation coefficient between	
							$V(\text{H}\alpha)$ and $V(\text{C IV})$	$I(\text{H}\alpha)$ and $I(\text{C IV})$
1	t_1 (14 h)	0.4	0.49	3.39	6.75	8.48	0.40	0.42
	t_2 (16 h)	0.37	0.56	4.62	6.22	12.49	0.44	0.21
2	t_1 (9 h)	0.52	0.57	8.17	10.39	15.71	0.64	0.62
	t_2 (11 h)	0.65	0.61	7.80	8.75	12.00	0.63	0.40
3	t_1 (9 h)	0.46	0.58	3.79	7.06	8.24	0.34	0.20
	t_2 (11 h)	0.52	0.46	6.07	6.34	11.67	0.58	0.22
Average value over the 6 observations		0.49	0.55	5.64	7.59	11.43	0.51	0.35

two different times corresponding to two different orbits of the satellite. The filaments are located near the disk centre (Table 1).

We focus our study on “stable” parts of each filament, in such a way that their location, brightness and velocity in the H α line may be considered as stationary within a period of several days. We also focus our attention on straight parts of each filament, in order to avoid perturbed regions of high shear, where velocity loops of short life-time (several tens of *mn*) may exist (Martres et al., 1981).

III. Steady velocity field in filaments

III.1. Statistical analysis

Figure 2 shows 2D maps of intensity $I(x, y)$ and velocity $V(x, y)$, corresponding to boxes of Fig. 1. In each box, the studied filament covers, on the average, 150 pixels ($3'' \times 3''$) in C IV and 1350 ($1'' \times 1''$) in H α , representing a mean area of 1350 arc s^2 (Table 1). In both lines blueshifts are present at the filament location and redshifts are well observed in the faculae. Correlation coefficients between intensity fluctuations in both lines, as well as between velocities, were calculated at the filament location (Table 2). We obtained better values (around 0.5) than previous results concerning a much larger field of view (Schmieder et al., 1983a), but containing various structures (filaments, sunspots, surges, faculae).

Intensity fluctuations and radial velocities [respectively $\bar{I}(x)$ and $\bar{V}(x)$] were averaged along the y direction parallel to the filament axis and plotted vs. x , direction, perpendicular to y (Fig. 3). Standard deviations $\sigma_I(x)$, $\sigma_V(x)$ were also computed in

each case, and curves $\bar{I}(x) \pm \sigma_I(x)$ and $\bar{V}(x) \pm \sigma_V(x)$ are reported in Fig. 3. We observe a good spatial correlation between the position of the minimum of intensity in *both* lines, and also between the blueshifts. As the observed filaments lie near the disk centre, the radial velocity represents the vertical component of the velocity vector and thus indicates *persistent upflows*, already observed in H α line through filaments (Martres et al., 1981; Malherbe et al., 1983a) and suggested by Lites et al. (1976) in C IV line.

III.2. Average value of the velocity in filaments

In Table 2, the value \bar{V} of the velocity averaged over the whole filament surface is presented for 6 different observations, as is the standard deviation σ_V .

The general average of vertical velocities in the 6 filaments is respectively $\bar{V}_2 = 0.49 \text{ km s}^{-1}$ in H α and $\bar{V}_1 = 5.64 \text{ km s}^{-1}$ in C IV. The mean standard deviation is of the same order.

III.3. Discussion of the accuracy of velocity determinations

The accuracy of filament velocity determination may be affected by:

- the presence of the chromosphere (in H α , if the filament is not optically thick) and the presence of the chromosphere-corona TZ (for C IV) below the filament,
- the definition of a reference zero value, oscillations.

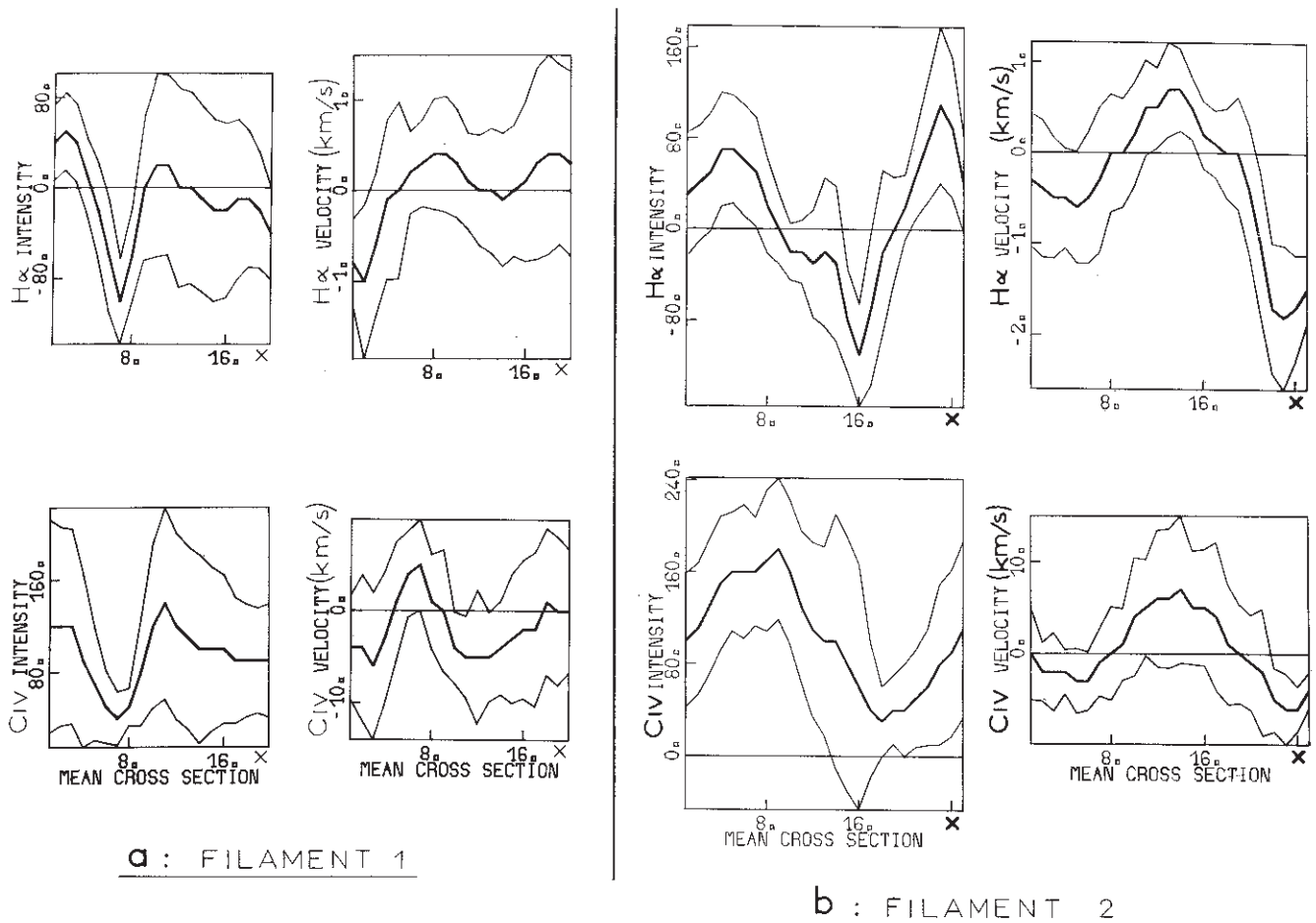


Fig. 3 **a** and **b**. Intensities I and velocities V across filaments, averaged along y direction parallel to their long axis. In abscissae: x direction perpendicular to y (in units of 3 arcsec) in ordinates: mean intensity I or mean velocity V in H α or C IV (thick lines), plus or minus the standard deviation (σ_I or σ_V (thin lines). Intensities are measured in arbitrary units, and velocities in km s^{-1} . **a** Filament of box 1 (28 September). **b** Filament of box 2 (2 October)

In the case of the optically thin C IV line, Dopplershifts are related directly to the radial velocity. Nevertheless the observed C IV velocities could be an averaged value over the transition zone around the filament (TZ 1) and below it, the chromosphere-corona transition region (TZ 2). They could be *underestimated*. We shall discuss further the possibility of discriminating between TZ 1 and TZ 2.

In the case of H α line, radiative transfer should be investigated. The filament could be considered as a “cloud” overlying the undisturbed chromosphere (Beckers, 1968; Grossmann-Doerth and von Uexküll, 1974). Dopplershifts can be related to velocities by weighting functions W , and it can be shown that W becomes negative in the case of source functions increasing with height (Mein and Provost, 1979). Thus, the observed blueshifts could correspond to downward motions if the filament source-function was greater than the chromospheric one. This does not seem reasonable in so far as filaments appear as dark features on the disk (see also the discussion of Martres et al., 1981).

The accuracy of the C IV velocity determinations further depends on a reference zero value obtained by averaging the velocities over the whole $4' \times 4'$ field of view. If we take into account the fact that the transition region lines are predominantly redshifted (Roussel-Dupré and Shine, 1982), which could mean that, on the average, material in the transition zone is flowing down (Lemaire et al., 1978; Lites, 1980), the true reference zero

value could be of the order of $+4 \text{ km s}^{-1}$ as indicated by Athay et al. (1983). Thus the C IV velocities of Table 2 should be reduced but, still, would remain *positive* (directed upward).

The mean H α values of the velocity are comparable to those obtained previously by Malherbe et al. (1983a) after time averaging over temporal sequences of 10 and 20 min. This result implies that the contribution due to any oscillations in our velocity determination is weak in H α filaments. This is in good agreement with previous H α observations pointing out that chromospheric oscillations are almost undetectable inside filaments (Malherbe et al., 1981). The measured C IV velocities can also be modulated by oscillations. But the 3 different filaments were observed at different locations and times and exhibit similar behaviour; as the horizontal correlation length of oscillations is small, and the phase lags randomly distributed, we conclude that the influence of oscillations on our results is probably very small. Velocity oscillations in the TZ will be the topic of another paper.

IV. A rough model of the transition region in the vicinity of prominences

The ratio between the mean C IV and H α velocities measured at prominence sites is given by (Table 2):

$$\bar{V}_1/\bar{V}_2 \approx 11, \quad (1)$$

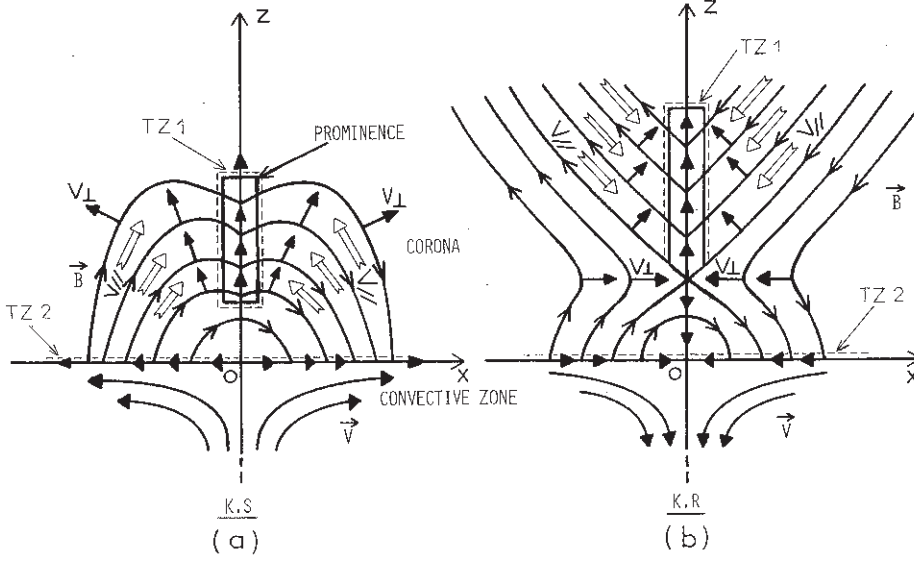


Fig. 4. A sketch for steady flows in Kippenhahn-Schlüter (a) and Kuperus-Raadu (b) -type prominences. Black arrows represent the velocity component (V) perpendicular to the magnetic field (after Malherbe and Priest, 1983). White arrows represent the velocity component (V_{\parallel}) parallel to magnetic lines (after Malherbe et al., 1983b for KR models, and Priest and Smith, 1979, for KS models)

where \bar{V}_2 is the velocity of the (optically thick) prominence material, and \bar{V}_1 is the velocity of TZ material, which may be the result of 2 contributions: the TZ around filaments (TZ 1) and the chromosphere-corona TZ (TZ 2).

Mein et al. (1982) found the same ratio for an active region (without any filament) but, in their case, \bar{V}_2 and \bar{V}_1 were referring respectively to the chromosphere and TZ 2 only.

Results of Fig. 3 exhibit a slight shift between the location of intensity minima and velocity maxima. Such a small asymmetry is probably rather relevant to perspective effects (the studied filaments are not strictly observed at disk centre and may also be inclined on the vertical) than to a siphon mechanism. Moreover, from centre to limb observations of velocities in a filament similar to those studied in this paper, Malherbe et al. (1983a) found a probability of 0.25 only (Fig. 10 of their paper) for the existence of velocity loops relevant to siphon flow. Thus, we now interpret upward velocities in prominences using the dynamical model of Malherbe and Priest (1983). These authors consider quiescent prominences as cold current sheets supported by the coronal magnetic field. A quasi-static evolution of the whole magnetic structures induces steady flows in the sheet, where cold material is carried upwards by magnetic field motions (see Fig. 4). Moreover, below the filament, in TZ 2, upflows are expected in the case of KS model, while downflows are predicted in KR model. But these velocities should be roughly equal to the velocity of magnetic lines evolution (typically in the range $0.1-1 \text{ km s}^{-1}$, as shown by Fig. 8 of Malherbe and Priest paper), and thus, should be negligible compared to the observed value \bar{V}_1 . This result suggests that the major contribution to observations is due to the prominence transition-zone TZ 1, and that real motions in TZ 1 may be slightly underestimated (or overestimated) by \bar{V}_1 in the case of KR model (or respectively KS model).

Besides, Malherbe et al. (1983b) for KR models, and Priest and Smith (1979) for KS models suggest that new coronal plasma enters symmetrically on both sides of the sheet, where it condenses and cools. Observational evidence of such a symmetrical input of material has been given by Malherbe et al. (1983a). After condensation cold material moves upward with the magnetic field (Fig. 4). The rate at which hot material is pumped along field lines on both sides of the sheet depends on the strength of cold plasma

upflows inside it, to fulfil global mass conservation. If the flow at the base of prominences is negligible (as argued in both models), mass conservation holds between input of material on both sides of the sheet and material flowing out at the top of the sheet. There, cold material returns to coronal state (this process has not yet been incorporated in models). Thus, the mass flux of cold H α plasma should be equal to the flux crossing the transition region TZ 1 at the top of filaments.

The vertical mass fluxes (per unit surface) can be approximated by:

$$F_1 = \bar{q}_1 \bar{V}_1$$

$$F_2 = \bar{q}_2 \bar{V}_2$$

\bar{q}_1 , \bar{q}_2 and F_1 , F_2 being respectively the mean C IV and H α densities and fluxes.

The ratio \bar{q}_2/\bar{q}_1 can be easily estimated, assuming constant gas pressure between the filament and its transition region:

$$\bar{q}_1 \bar{T}_1 = \bar{q}_2 \bar{T}_2, \quad (2)$$

where \bar{T}_1 and \bar{T}_2 are respectively the C IV (10^5 K) and H α (10^4 K) temperatures. With $\bar{T}_1/\bar{T}_2 = 10$, Eq. (2) gives

$$\bar{q}_2/\bar{q}_1 \approx 10, \quad (3)$$

and, from Eqs. (1) and (3), we obtain $F_2/F_1 \approx 1$.

Thus, mass conservation holds, which means that the observed upflow in C IV could correspond to the flow crossing the transition region at the top of filaments, when returning to coronal state.

Relation (3) has some implications which can be discussed as follows:

C IV intensities are given by:

$$I = k N_e^2 L / T_c,$$

where N_e is the electronic density, L the thickness of the transition zone, T_c the coronal temperature and k a numerical factor.

Results of Table 3 show that the ratio between mean C IV intensities measured at filament locations (I_1), and chromosphere-corona TZ intensities averaged over a large field of $4' \times 4'$ (I_0) is

$$\frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{N_{e1}}{N_{e0}} \right)^2 \frac{L_1}{L_0} = 0.65. \quad (4)$$

Table 3. Ratio between mean C IV intensities in filaments (\bar{I}) and C IV intensities in the chromosphere-corona transition region (\bar{I}_0) averaged over the whole field of view ($4' \times 4'$)

Filament no.	Time	$\frac{\bar{I}}{\bar{I}_0}$	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{I_0}}$
1	t_1 (14 h)	0.78	0.52
	t_2 (16 h)	0.84	0.42
2	t_1 (9 h)	0.18	0.05
	t_2 (11 h)	0.42	0.48
3	t_1 (9 h)	0.92	0.27
3	t_2 (11 h)	0.78	0.49
Average value over the 6 observations		0.65	0.37

With the classical electronic density, generally admitted for prominences, (10^{11} cm^{-3}), Eq. (3) gives $N_{e1} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, equal to the standard value N_{e0} of the quiet chromosphere-corona TZ (Dumont et al., 1981). Hence, relation (4) implies that the transition region around prominences could be *thinner* than the quiet one.

But recent studies, from limb observations using Hanle effect (Leroy et al., 1983; Bommier and Sahal-Bréchet, 1982), or from H β intensity measurements (Koutchmy et al., 1983) point out that the electron density in cold material of the higher parts of quiescent prominences (regions which cannot be investigated by disk observations) could be considerably smaller than the usual value ($3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ instead of 10^{11} cm^{-3}). In that case, we obtain $N_{e1} = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, and Eq. (4) implies that the transition region around filaments could be much *thicker* than the quiet one. More observations are required to check this result.

In any case, even if our observations do not allow us to discriminate between the KS and the KR models of prominences, they strongly favour dynamic models which involve quasi-static evolution of magnetic lines and mass circulation between prominences and the surrounding corona, implying a stationary condensation process, as suggested by Malherbe et al. (1983b).

Conclusion

Vertical velocities in 3 plage filaments have been derived from UVSP Dopplergrams in the C IV resonance line 1548 \AA (10^5 K) and MSDP observations in the H α line (10^4 K), with a spatial resolution of $3''$ (UVSP) and $1''$ (MSDP).

A good correlation (around 0.5) is obtained in both lines, between the intensities, as well as between the velocities. Persistent *upflows* (0.5 km s^{-1} in H α , 5.6 km s^{-1} in C IV) are observed in both lines at the filament location. Our observations suggest that C IV motions occur in the transition region *around* filaments rather than below in the chromosphere-corona transition region. The conservation of mass fluxes is not inconsistent with recent density determinations in prominences (Leroy et al., 1983; Koutchmy et al., 1983). Our statistical analysis of velocities, in both lines, is in agreement with the dynamical model of Malherbe and Priest (1983), where the dynamics is the result of a quasi static evolution of the magnetic structure, but does not allow us to test completely the mechanisms invoked by Malherbe et al. (1983b) to explain a

dynamical, but stationary, condensation of the plasma. Further observations, in *coronal* lines (10^6 K) are therefore needed.

Also, new coordinated ground-based observations (chromospheric lines) and space observations (transition-zone and coronal lines) of velocities in *quiescent* filaments are urgently required for a better understanding of the dynamical and thermal evolution of material in solar prominences.

Acknowledgements. We would like to thank Drs. W. Unno, E. Ribes, and G. Simon for fruitful comments and suggestions about our paper, and C. Coutard, R. Hellier, and A. Miguel for the quality of H α data obtained with the MSDP of the Meudon Solar Tower. We are grateful to E. Reichmann and W. Henze for discussions for the UVSP data. We are also indebted to C. Brechet for her help in data processing. Space observations were made possible by the assistance of the UVSP/SMM staff.

Microphotometer scanings were done at the Institut d'Optique d'Orsay and computations performed on the VAX system of INAG at Meudon.

We are also grateful to J. Advielle for typing the manuscript.

References

- Athay, R.G., Gurnann, J.B., Henze, W., Shine, R.A.: 1983, *Astrophys. J.* **265**, 519
- Beckers, J.H.: 1968, *Solar Phys.* **3**, 367
- Bommier, V., Sahal Bréchet, S.: 1982, in *IAU Symp.* **102**, Zürich
- Dumont, S., Mouradian, Z., Pecker, J.-C., Vial, J.-C., Chipman, E.: 1983, *Solar Phys.* **83**, 27
- Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., Reichmann, E.: 1984 (submitted to *Solar Phys.*)
- Grossmann-Doerth, U., von Uexküll, M.: 1971, *Solar Phys.* **20**, 31
- Kippenhahn, R., Schlüter, A.: 1957, *Z. Astrophys.* **43**, 36
- Koutchmy, S., Lebecq, C., Stellmacher, G.: 1983, *Astron. Astrophys.* **119**, 261
- Jensen, E., Maltby, P., Orrall, F.Q.: 1979, *Physics of Solar Prominences*, IAU Coll. **44**, Oslo
- Lemaire, P., Skumanich, A., Artzner, G., Gouttebroze, P., Vial, J.-C., Bonnet, R.M., Whirter, P., Mc: 1978, *Bull. Am. Astron. Soc.* **10**, 441
- Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Bréchet, S.: 1983 (private communication)
- Lites, B.W., Bruner, E.C., Chipman, E.G., Shine, R.A., Rottman, G.J.: 1976, *Astrophys. J.* **210**, L 113
- Lites, B.W.: 1980, *Solar Phys.* **68**, 327
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 124
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **119**, 197
- Malherbe, J.M., Priest, E.R.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
- Malherbe, J.M., Priest, E.R., Forbes, T.G., Heyvaerts, J.: 1983b, *Astron. Astrophys.* **127**, 153
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escut, I.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 301
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
- Mein, P., Simon, G., Vial, J.C., Shine, R.A.: 1982, *Astron. Astrophys.* **111**, 136
- Mein, N., Provost, J.: 1979, *Solar Phys.* **3**, 367
- Pickel'ner, S.B.: 1971, *Solar Phys.* **17**, 44
- Poland, A.I., Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Solar Phys.* **84**, 63

- Priest, E.R.: 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*, Chap. 11, Reidel, Dordrecht
- Priest, E.R., Smith, E.A.: 1979, *Solar Phys.* **64**, 267
- Raadu, M.A., Kuperus, M.: 1973, *Solar Phys.* **28**, 77
- Ribes, E., Unno, W.: 1980, *Astron. Astrophys.* **91**, 129
- Roussel-Dupré, D.C., Shine, R.A.: 1982, *Solar Phys.* **77**, 329
- Schmieder, B., Vial, J.C., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1983a, *Astron. Astrophys.* **127**, 337
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1983b, in *Mem. Soc. Astron. Italiana* (in press)
- Simon, G., Mein, P., Vial, J.C., Shine, R.A., Woodgate, B.E.: 1982, *Astron. Astrophys.* **115**, 367
- Tandberg-Hanssen, E.: 1974, *Solar Prominences*, Reidel, Dordrecht
- Uchida, Y.: 1980, in *Japan-France Seminar on Solar Physics*, p. 169
- Woodgate, B.E., Tandberg-Hanssen, E.A., Bruner, E.C., Beckers, J.M., Brandt, J.C., Henze, N., Hyder, C.L., Kalet, M.W., Kenny, P.J., Knox, E.D., Michalitsianos, A.G., Rehse, R., Shine, R.A., Tinsley, H.D.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 73

Dynamics of solar filaments

IV. Structure and mass flow of an active region filament

B. Schmieder¹, J.M. Malherbe¹, A.I. Poland², and G. Simon¹

¹ Observatoire de Paris, Section de Meudon, DASOP (LA 326), F-92195 Meudon Cedex, France

² NASA, Goddard Space Flight Center, Laboratory for Astronomy and Solar Physics, Greenbelt, MD 20771, USA

Received May 29, accepted July 29, 1985

Summary. In our continuing study of the dynamics of solar filaments we have studied an active region filament near the center of the solar disk during September 29 and 30, 1980. The observations were made with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) Spectrograph operating on the Meudon Solar Tower, and the Ultra-Violet Spectrograph and Polarimeter (UVSP) aboard the SMM satellite. We have used measurements in H α and C IV to study the brightness and material velocity in these two temperature ranges (10,000 K and 100,000 K respectively) and photospheric magnetograms to investigate the underlying magnetic field. The filament was found to lie along a neutral line of magnetic field and shows upward motions in the darker regions and downward motions at each of the points tentatively identified as footpoints. This downward motion was particularly large in H α (10 km s^{-1}) at one of these footpoints for a period of at least 8 h. The section of the filament associated with this footpoint had disappeared by the next day's observations. While the velocities are consistent with mass flowing along a flux tube and draining out the ends, calculations are presented which show that this model is not physically understandable. We discuss the constraints on the possible filament structures imposed by observations and the expected physical magnetohydrodynamic relationships.

Key words: solar filaments – dynamics – mass flow

understanding of prominences. In the most recent paper of this series (III), we studied the flow of material in a filament in the lines of H α and C IV. The velocities were studied from the viewpoint of vertical material flow perpendicular to the neutral line with an average taken along the filament. A similar approach was taken by Engvold et al., 1985. The former study points out constant upflow inside filaments, while the latter found that prominences are located between up and down draughts. The apparent disagreement may be explained by the fact that Engvold's study was a statistical one based on different filaments located in active regions whereas the study by Schmieder et al. examined only a stable part of one filament. These results are similar to quiescent prominence observations presented by Martres et al (1981).

In this paper we attempt to further our understanding of material flows and prominence structure by measuring velocity, brightness variations and magnetic field strength along a filament. In the next section of this paper we present the data sources, the region observed and the general filament morphology. In Sect. 3 we discuss the dynamics of the filament including material velocities and changes in morphology. In Sect. 4 we present an analysis of the results combining a conceptual picture of filaments suggested by the observations with some relevant calculations. In the final section we present our conclusions together with some suggested further calculations and observations.

1. Introduction

In the previous papers of this series we have presented observations with analysis aimed at understanding the structure, flow of material and possible wave energy in solar prominences and filaments (Malherbe et al., 1981, 1983; Schmieder et al., 1984, referred to as Paper III). Other authors have investigated these problems and related ones, such as temperature and density structure (see for example Poland and Tandberg-Hanssen, 1983; Engvold et al., 1983; Landman, 1984; Orrall and Schmahl, 1976). Together with more developed theoretical models for prominences (see for example Kippenhahn and Schlüter, 1957; Raadu and Kuperus, 1973; Pickel'ner, 1971; Ribes and Unno, 1980; Malherbe and Priest, 1983) these observations are leading to a more realistic

2. Observations

2.1. Instruments

Simultaneous observations were made using the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) on the Meudon Solar Tower (Mein, 1977), the UVSP spectrograph on SMM for C IV (Woodgate et al., 1980) and the Meudon magnetograph for photospheric magnetic field measurements. The MSDP provided 9 simultaneous intensity images¹ (each 0.015 Å wide over a range of 2.7 Å) in the H α profile. Because of the nature of the instrument the position in the line profile is a function of position in the field of view. These data allow us to construct a line profile for each pixel in the field of view. To reduce the data we first construct a mean

Send offprint requests to: B. Schmieder

¹ With a resolution of $1'' \times 1''$

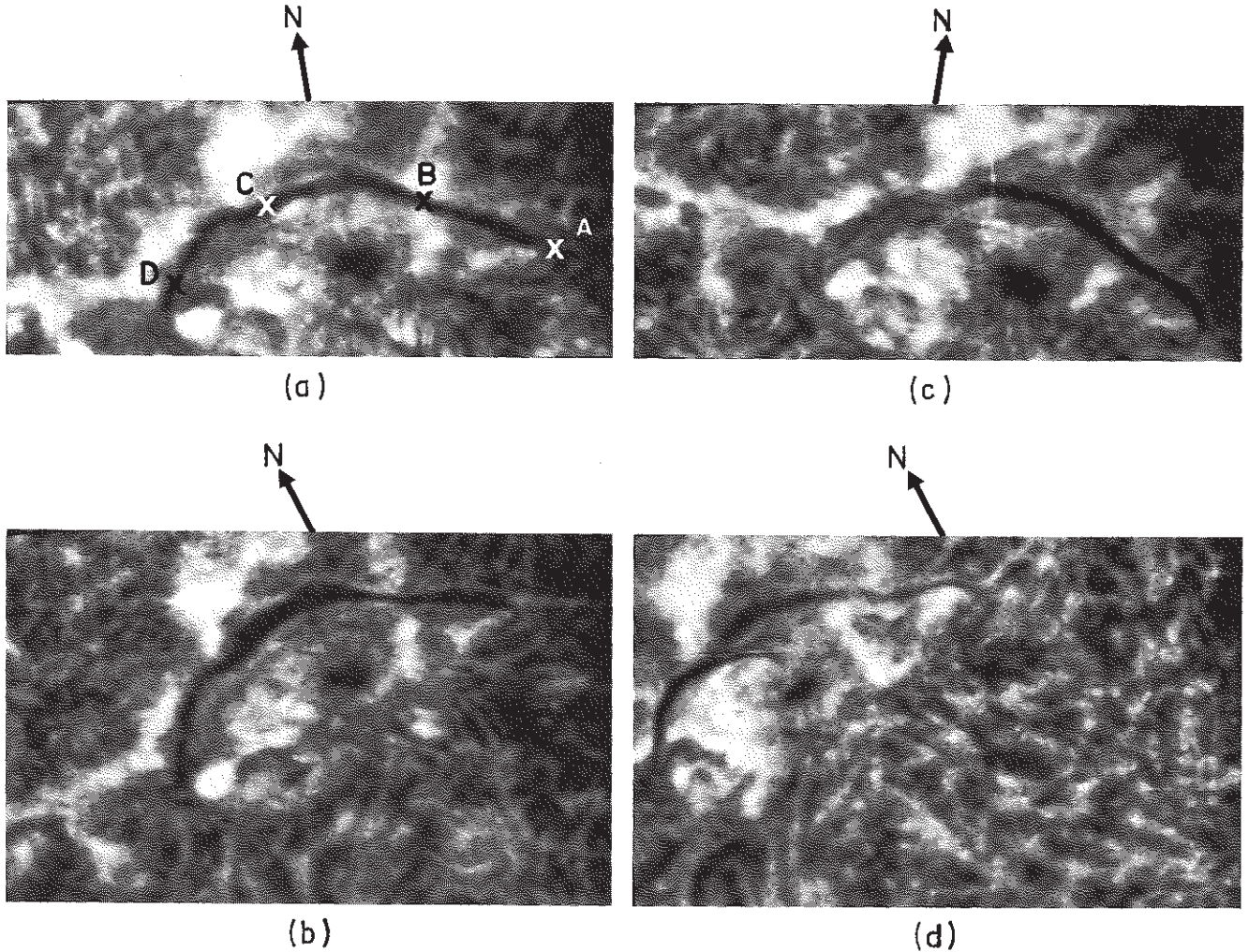


Fig. 1a-d. $H\alpha$ intensity maps. a 08:02 UT, b 10:09 UT, c 15:30 UT, all three on September 29, 1980. d 10:01 UT on September 30, 1980. Note the disappearance of the section CD in c and of section AB in d

profile over the quiet sun regions of each elementary field of view of the MSDP ($1' \times 8'$). For the mean profiles and the profile at each pixel we then find the point in the profile where the half width is $0.3A$. The wavelength shift of each $\pm 0.3A$ chord from the mean is used to calculate the velocity and the relative depth of the chord determines the relative intensity. We choose the $\pm 0.3A$ point in the line because in this wavelength region the profile variation is linear and the intensity arises from chromospheric levels. A global field of view of $3' \times 8'$ is obtained by a juxtaposition of the three elementary fields observed within 1 min in time. The UVSP data was obtained with a $4' \times 4'$ field view and a resolution of $3'' \times 3''$. The velocity was determined using two slits each $0.3A$ wide and separated by $0.3A$ on either side of the average line center. The magnetic field was measured in the photosphere in the same region with a resolution of $2'' \times 1''$ (Rayrole, 1981).

2.2. Region observed

A plage filament, located in NOAA (Boulder) active region 2697 was observed continuously on 29 Sept. 1980 from 8:02 to 16:08 UT and on 30 September 1980 around 10:00 UT. The region contained a bipolar sunspot group with a large preceding

spot (*S*) and a small following one (*N*) (see Fig. 3). Magnetograms obtained on 28, 29, and 30 September 1980 indicate that this sunspot group was relatively stable so we may use these two spots to accurately superimpose the $H\alpha$ images and the magnetograms. The region's coordinates on the disk are S18 E00, so the observed doppler shifts may be directly interpreted as vertical velocities.

2.3. Structure of the filament in $H\alpha$ and C IV

In Fig. 1 we present four images of the filament obtained with the MSDP in $H\alpha$ from 8:02 UT on 29 September to 10:01 UT on 30 September. It can be seen from this figure that the filament seems to consist of 3 different sections noted AB, BC, and CD in Fig. 1a. At points A, B, C, and D, the $H\alpha$ intensity is weaker than the intensity between the points and the filament is narrower at these points, as if the matter were squeezed between the two faculae which are on either side of the filament. Although the appearance of different sections may be a radiative transfer effect due to the faculae brightness, we believe that the three sections are indeed separate. This is supported by the fact that the evolution of each of the three sections is different with time. While section BC became darker by 15:30 (see Fig. 1c), the region CD almost disappeared.

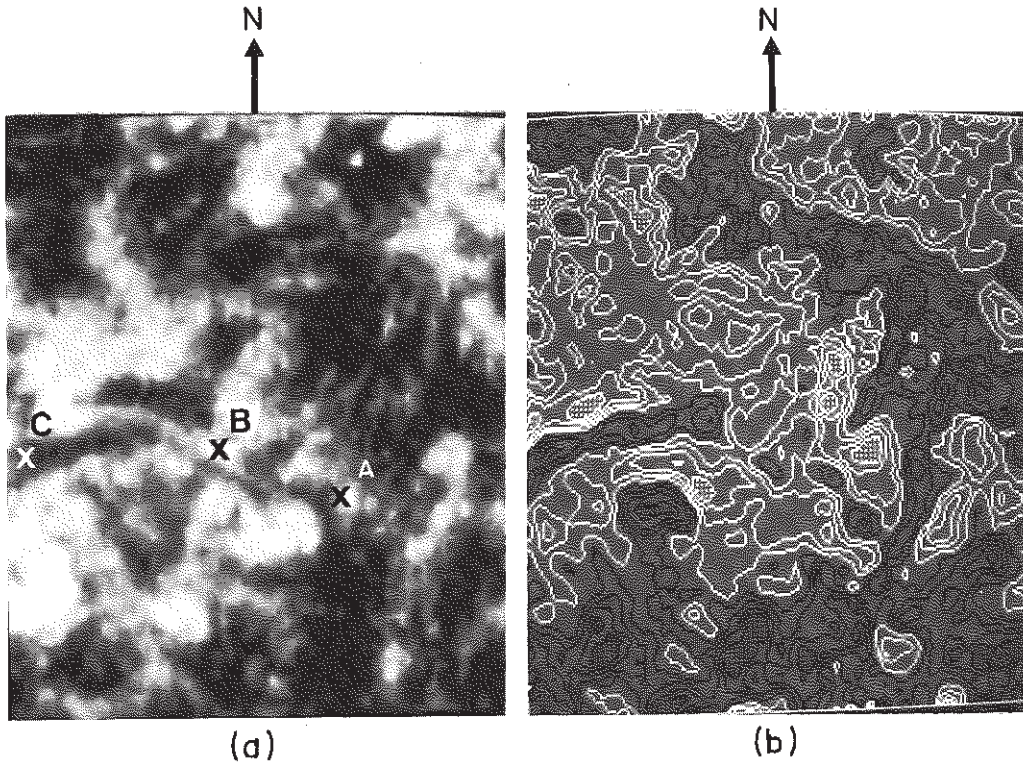


Fig. 2a and b. C IV intensity **a** and velocity **b** maps at 16:02 UT on September 29, 1980. In **b**, white contours correspond to redshifts, black to blueshifts (contour levels are at $\pm 1.5, 4.5, 7.5$, and 10.5 km s^{-1}). Note the blueshift at the location of the filament

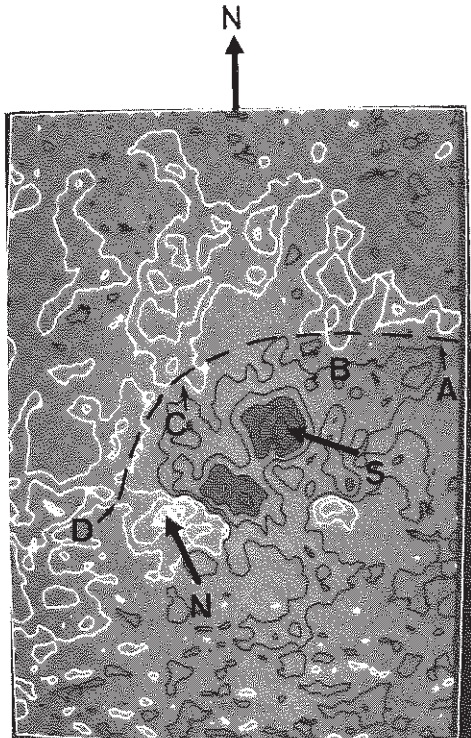


Fig. 3. Photospheric magnetic field at 13:04 UT on September 29. The letters *S* and *N* indicate the spots of negative and positive polarity. The filament is indicated by the heavy-dashed line. Note the location of the footpoints B, C, and D on the positive polarity magnetic field. The magnetic fields levels are $\pm 22, 150, 400$, and 900 Gauss

By 10:01 UT the next day (Fig. 1d), the region CD reappeared while the region AB became very weak, at a slightly different location. We thus tentatively identify each of the lettered points as being the footpoints of large loop structures.

The observation in C IV of the filament region with an overlay of the H α contour is shown in Fig. 2a. In general the filament appears as a dark structure, with section BC being somewhat less dark. A part of section CD is outside the C IV field of view.

2.4. Magnetic field

In Fig. 3 we present the photospheric magnetic field along the line of sight (in this case the vertical field) in the region of the filament with H α brightness contours superimposed. The filament, lies generally along the neutral line except in the section defined CD – where it overlays positive magnetic field. This unusual result may be a perspective effect because the superposition was accomplished using photospheric features. The footpoints B, C, and D are in enhanced regions of positive magnetic field while A lies over the neutral line.

3. Dynamics of the filament

3.1. H α Doppler shifts and profiles

In Fig. 4 we present H α Dopplergrams (images of velocity) with the H α intensity contours overlain observed on 29 September at 10:09 UT. In the filament we primarily observe blueshifts, except near or at each of the footpoints (A, B, C, and D). Note the particularly large redshifts at point A, an example of which is

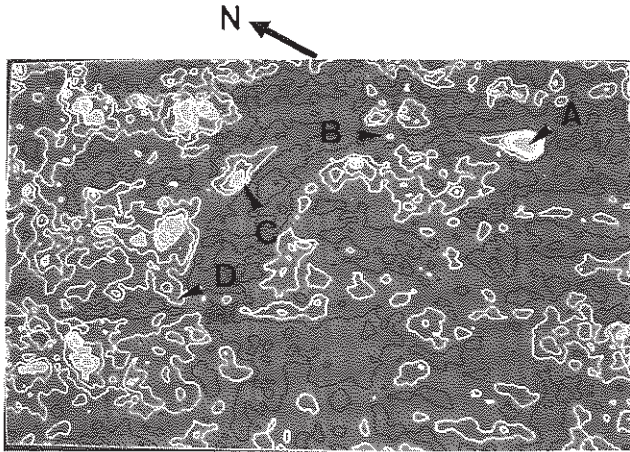


Fig. 4. H α velocity map at 10:09 UT on September 29. The footpoints are labelled like in Fig. 1a white (respectively black) contours correspond to red (resp. blue) shifts. (The levels are ± 0.5 , 1.5, 2.5, and 3.5 km s $^{-1}$.) Note the enhanced red shift at footpoint A

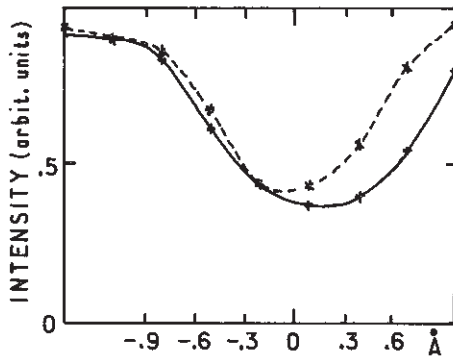


Fig. 5. H α line profile at point A (solid line) compared to the mean chromospheric profile (dashed line). It shows the downward motion of material at the footpoint

shown in Fig. 5. In Table 1 we present the values of the doppler shifts as measured in H α at each of the footpoints for the times shown and in Table 2 we present the values for the three areas between the footpoints. The steady high redshift (10 km s $^{-1}$) observed at point A on 29 September was not observed the following day. It can be clearly seen from the data in the tables that the H α material is moving up slowly in the region we have defined as the loop and down at what appear to be the footpoints.

3.2. C IV velocities

Similar measurements were made in C IV using the UVSP spectrograph in order to determine any variation in the flow with temperature. The velocities in C IV were calculated by comparing the intensity ratio in two slits, each on approximately one half of the C IV line profile. This technique can yield velocities up to 30 km s $^{-1}$ (Simon et al., 1982 and Henze, 1984) and is not as accurate as the method used for H α . In the C IV velocity maps, the filament location is easily distinguished by its upward motions (Fig. 2b). The comparison of the C IV and H α velocities along the filament axis (Fig. 6a and b) shows the same general behavior of the filament material at these two temperatures (10,000 K for H α

Table 1. H α redshifts measured at the footpoints in km s $^{-1}$ (see Fig. 1a)

Time observations	A		B	C	D
	Max	Averaged over 6"			
8:02:45	12	11.3	1	1	3
10:09:27	12	10.3	1.5	3	3.5
11:46:54	8.5	7.4	3	6	6
13:18:58	11	9			2.5
15:30:35	9	8.3	1	5	3

Table 2. H α blueshifts measured between the footpoints in km s $^{-1}$

Time observations	A-B	B-C	C-D
10:09:27	1	1.5	0
11:46:54	2.2	2.8	2.2

and 100,000 K for C IV): *slow upward velocity between the footpoints and significant downward velocities at the footpoints*. The velocity values at specific points are shown in Table 3.

It must be remembered, however, that C IV velocities are relative and transition region lines are known to be predominantly redshifted by approximately 4 km s $^{-1}$ (Roussel-Dupre and Shine, 1982; Lemaire et al., 1978; Lites, 1980; Athay et al., 1983). Without correcting for this effect the ratio of C IV/H α velocities is around 5–7 for the upward motions and 1–2 for the downward ones. This would mean that the hot material is moving up faster than the cool material, and down at the same velocity. We have not applied the correction to our data because it applies to the average sun and we have used only quiet regions to determine the zero velocity. We expect these quiet regions to have close to a zero normal velocity.

3.3. Relationship between the magnetic field and the footpoints of the filament

For a final presentation of the data we have plotted the brightness in H α , velocity in H α , and magnetic field strength in the photosphere along the filament axis in Fig. 7. Points B, C, and D have been indicated on the figure. It can be seen from this figure that the velocity is downward, the intensity is brighter, and the magnetic field is stronger (with values between 50 and 150 G) at the footpoints. Between them the velocity is upward, the intensity generally darker, and the magnetic field weaker.

4. Interpretation

In this section we will attempt to relate some of the observed quantities presented in the previous section with some magneto-hydrodynamic relations. To do this we must postulate a physical magnetic structure that defines the filament.

In Fig. 8 we present a sketch of a magnetic loop intended to represent one of the loops between the footpoints. The magnetic field B created by the photospheric current (image of the filament

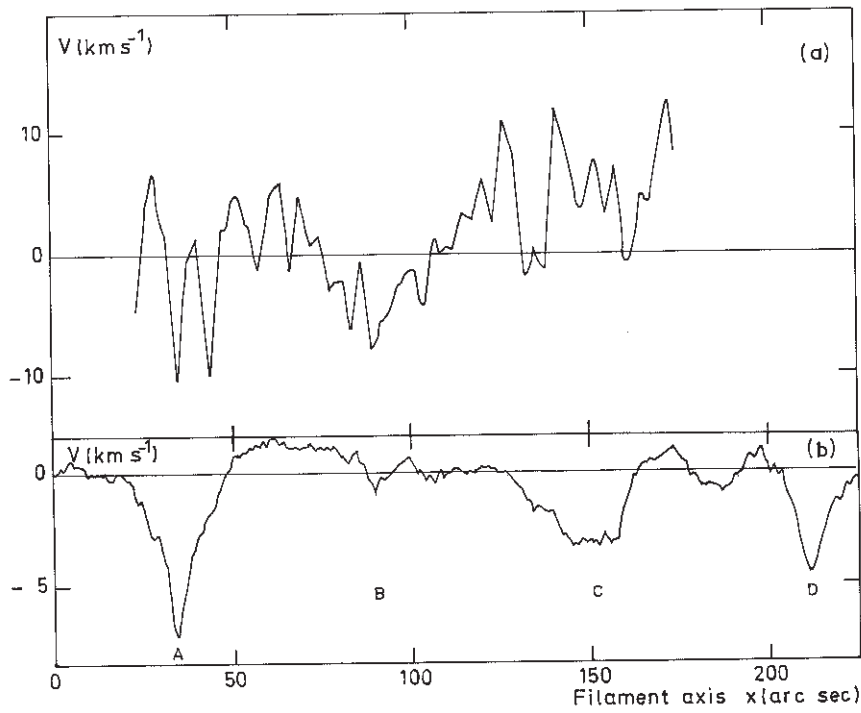


Fig. 6a and b. $H\alpha$ a and CrIV b velocity along the filament at 10:41 UT. Note the downward motions at the footpoints A, B, and C and the upward motion between them

Table 3. CrIV velocities measured in the filament in kms^{-1} (negative sign for downdraft)

Time	A	B	C	A-B	B-C	C-D
10:05	-2	-2	0	10	10	25
11:41	-10	-8	-1	5	5	10
14:31	-10	-2	-2	10	5	15

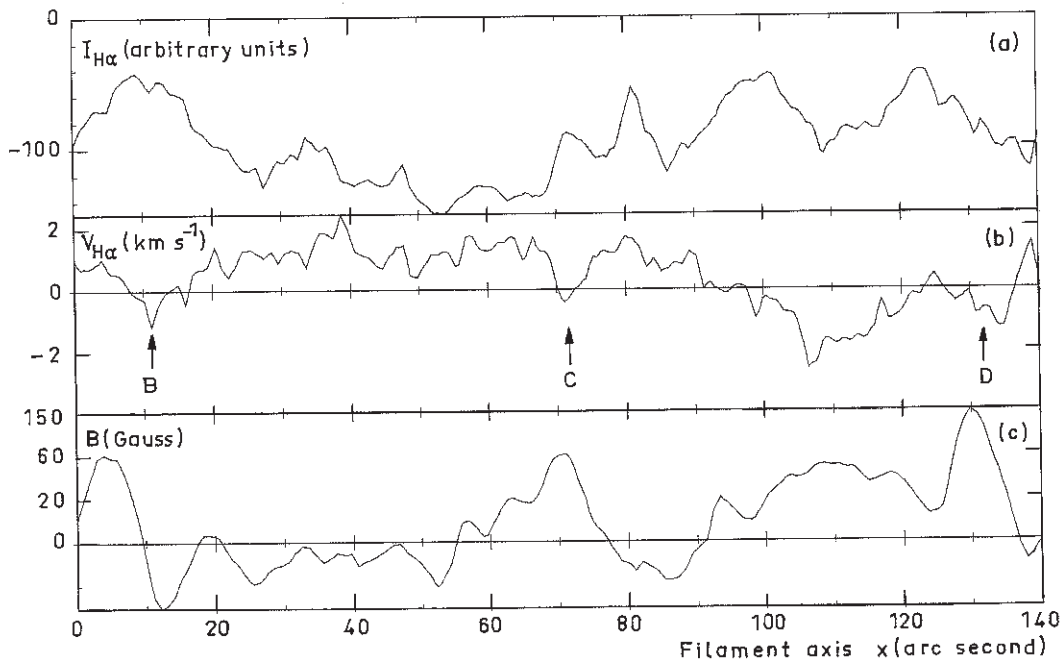


Fig. 7a-c. Cross sections along the filament of a $H\alpha$ intensity, b $H\alpha$ velocity and c magnetic field at 10:09 UT. Note the downward motions, the reduced absorption and the relatively high magnetic field at the footpoints B, C, and D, and the opposite behaviour between them

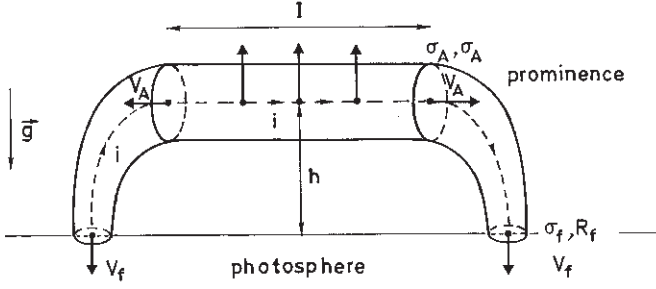


Fig. 8. Flux rope model

in the convective zone) supports the material against gravity such that:

$$m_g = ilB, \quad (1)$$

where

$$B = \frac{\mu_0 i}{4\pi h}. \quad (2)$$

In these equations h and l (altitude above the photosphere and length of the filament) are defined in Fig. 8, and the other terms have their usual meaning. We will now relate this concept to some observable quantities. If we relate mass in the loop (m) to density (σ) and area (πR^2), $m = \pi R^2 l \sigma$, we arrive at the relation:

$$h = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi^2 R^2 g \sigma} l. \quad (3)$$

This relation points out that as material drains from the loop, as suggested by downflows seen at the footpoints, the loop will rise, as suggested by the observed upward motion between the footpoints. If we assume that the length and radius of the loop remain constant, the relation between mass change and density change can be written:

$$\frac{dm}{dt} = \pi R^2 l \frac{d\sigma}{dt} \quad (4)$$

which is also equal to $-2\pi R^2 \sigma V_A$, where V_A is the material velocity at each end of the loop before it falls to the photosphere (defined as A in Fig. 8). Combining this with Eq. (4) we can write:

$$V_A = -\frac{l}{2} \frac{d\sigma}{dt} \frac{1}{\sigma}. \quad (5)$$

If we conserve mass between points “A” and the footpoints, and combine Eqs. (3) and (5) we find the relation:

$$\frac{dh}{dt} = \frac{2h}{l} \frac{\sigma_f}{\sigma_A} \left(\frac{R_f}{R_A} \right)^2 V_f, \quad (6)$$

where the subscript “A” refers to quantities at point “A” and the subscript “f” refers to quantities measured at the footpoints. The quantities dh/dt , l , and V_f have been measured, leaving unknown h , σ_f/σ_A and R_f/R_A . The quantity σ_f/σ_A is related to h and the scale height, H (the physical nature of which is discussed below), such that:

$$\left(\frac{R_A}{R_f} \right)^2 = \frac{2h}{l} \frac{V_f}{(dh/dt)} e^{h/H}. \quad (7)$$

We can estimate the unknown quantities in Eq. (7) to investigate the reasonableness of our concept of the physical

relations. We have measured dh/dt to be approximately 1.5 km s^{-1} , V_f to be approximately 5 km s^{-1} and l is approximately $30,000 \text{ km}$. If we assume a temperature of $10,000 \text{ K}$, the pressure scale height (c_s^2/g , where c_s is the sound speed and g the gravity) is only 300 km . If we now assume a lower limit for h of 3000 km we obtain $R_A/R_f \sim 100$, and $\sigma_A/\sigma_f \sim 2 \cdot 10^5$. These numbers are clearly unreasonable and point out the need for a physical process that yields larger scale heights than the pressure scale height. It is known that filaments are magnetically dominated and this result points out that the vertical gradients are dominated by magnetic pressure, not gas pressure. For example, if we assume a magnetic field of approximately 10 G , and a classical density of $10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$, we get a scale height (C_a^2/g , where C_a is the Alfvén speed) of 3000 km , a density ratio of 2.7 , and $R_A/R_f \sim 1.4$, which is a much more reasonable result. How this relates to the prominence structure, however, is unknown.

Besides the above problem the observations present still another for the single magnetic loop model. The part of the filament between points A and B (see Fig. 1) was observed continuously for 8 h . During this time material at one footpoint was flowing down at a velocity of 10 km s^{-1} . Sometime during the next 18 h the filament became invisible. This loop was approximately $30,000 \text{ km}$ long. If we assume a constant cross section it will drain completely in only 3 h . The time can be increased by a factor of 4 by changing the ratio R_f/R_A by a factor of 2 . With these constraints it is difficult to understand how the loop can be draining at the observed rate and still remain visible for 8 h .

5. Conclusions and discussion

In this paper we have presented H α and C IV observations of a filament together with magnetic field measurements of the underlying photosphere. The H α and C IV observations allowed us to determine material velocities in the filament while the relations between these velocities, the magnetic field, and the general morphology of the filament suggest possibilities for the filament structure.

The filament observations in H α and C IV showed general upward velocities in the loop and downward at the footpoints. H α showed only $1\text{--}2 \text{ km s}^{-1}$ upward in the loop while C IV showed $5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$. This could be interpreted as demonstrating that the cool H α loops are not the same physical structures as the hotter C IV loops (Poland and Tandberg-Hanssen, 1983). We must also note that the ratio of velocity in H α to velocity in C IV is the same as that shown previously (Paper III) and that this ratio is in good agreement with the mass flux conservation equation if we assume a ratio of densities equal to 10 . The footpoints in H α and C IV show a definite downward velocity of several km s^{-1} ($5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$). We must remember, however, that there is an uncertainty in the absolute velocity of C IV. In any case, these observations suggest a slowly rising filament with material draining down at the footpoints.

These material velocities together with temporal changes in the appearance of the filament and photospheric magnetic field measurements suggest two possible models for the prominence. The first model is perceived as a magnetic flux rope (Fig. 8). As material drains out of the loop the decreased mass allows it to rise, thus the rising velocities in the loop and downward velocities at the footpoints. However, there is a serious problem with this model in that the scale height is very small, so material should drain out much more rapidly than is observed. Some unknown convolution of the magnetic field near the footpoints would be needed so that

the magnetic scale height, not the pressure scale height, would sustain the density gradient.

An alternative model envisions the magnetic field as supporting the filament in a relatively static manner as described by Kippenhahn and Schlüter (1957). Each small section along the axis of the filament would consist of an arcade of loops such that there is almost no material transfer along the axis of the loop. In the regions where the magnetic field is weak (between the footpoints) the prominence is high and apparently rising (positive velocity). At the footpoints the magnetic field is stronger, providing more containment for the prominence material. It is lower, denser, and cooler allowing mass to fall through the magnetic field lines, due to some mechanism such as the Rayleigh-Taylor instability (see for example Nakagawa and Malville, 1969). This falling mass is observed as a downward velocity at the footpoints. These characteristics can be seen in Fig. 5. For this model the prominence disappearance discussed above would result from an instability and disruption of the field, or simply some heating process.

The results and ideas expressed in this work suggest areas where further work is needed. In the area of observations it would be useful to study more filaments, both quiescent and active region, to obtain better statistics on the behavior of these objects. Detailed magnetic field measurements, including field measurements in the filament material, would be useful in helping to distinguish the models. Theoretical investigations of the magnetic support of material and flow characteristics across magnetic fields may also be important in helping to understand the allowed structures for these features.

Acknowledgements. We would like to thank P. Mein and M.J. Martres for fruitful discussions and J. Rayrole for magnetic field observations, C. Coutard, R. Hellier, and A. Miguel for the quality of H α data obtained with MSDP of the Meudon Solar Tower. Space observations were made possible by the assistance of the UVSP/SMM staff. Microphotometer scans were done at the Institut d'Optique d'Orsay by C. Brechet and computations performed on the VAX system of the Observatoire de Paris at Meudon. We are grateful to G. Servajean and J.R. Fremy for the photographs.

References

- Athay, A.G., Gurman, J.B., Henze, W., Shine, R.A.: 1983, *Astrophys. J.*, **265**, 519
- Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., Reichmann, E.: 1985, *Solar Phys.* (in press)
- Henze, W.: 1984, *Solar Phys.* **92**, 66
- Kippenhahn, R., Schlüter, A.: 1957, *Astrophys. J.* **43**, 36
- Landman, D.A.: 1984, *Astrophys. J.* **279**, 438
- Lemaire, P., Shumanich, A., Artzner, G., Gouttebroze, P., Vial, J.C., Bonnet, R.M., McWhirter, P.: 1978, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **10**, 441
- Lites, B.W.: 1980, *Solar Phys.* **68**, 327
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 124
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P.: 1983, *Astron. Astrophys.* **119**, 197
- Malherbe, J.M., Priest, E.: 1983, *Astron. Astrophys.* **123**, 80
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escaut, I.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 301
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
- Nakagawa, Y., Malville, J.M.: 1969, *Solar Phys.* **9**, 102
- Orrall, F.Q., Schmahl, E.J.: 1976, *Solar Phys.* **50**, 365
- Pickel'ner, S.B.: 1971, *Solar Phys.* **17**, 44
- Poland, A.I., Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Solar Phys.* **84**, 63
- Raadu, M.A., Kuperus, M.: 1973, *Solar Phys.* **28**, 77
- Rayrole, J.: 1981, Proceedings of the Japan France Seminar on Solar Physics, eds. F. Moriyama, J.C. Henoux, p. 258
- Ribes, E., Unno, W.: 1980, *Astron. Astrophys.* **91**, 129
- Roussel-Dupre, D.C., Shine, R.A.: 1982, *Solar Phys.* **77**, 329
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 81
- Simon, G., Mein, P., Vial, J.C., Shine, R.A., Woodgate, B.E.: 1982, *Astron. Astrophys.* **115**, 367
- Woodgate, B.E., Tandberg-Hanssen, E.A., Bruner, E.C., Beckers, J.M., Brandt, J.C., Henze, W., Hyder, C.L., Kalet, M.W., Kenny, P.J., Know, E.D., Michalitsianos, A.G., Rehse, R., Shine, R.A., Tinsley, H.D.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 73

Dynamics of solar filaments

V. Oscillations in the H α and 1548Å C iv lines

J. M. Malherbe¹, B. Schmieder¹, P. Mein¹, and E. Tandberg-Hanssen²

¹ Observatoire de Paris, Section d'astrophysique de Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² Space Science Laboratory, NASA Marshall Space Flight Center, Huntsville, AL 35812, USA

Received June 20, accepted August 6, 1986

Summary. Using the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) Spectrograph operating in the Meudon solar tower and the Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) aboard the Solar Maximum Mission (SMM) satellite, we analyze by Fourier transform technique time sequence observations of filaments in both the H α line and in the 1548Å C iv line. The H α data confirm previous findings that there are no oscillations at the location of the filament in the observed range 1–10 mHz. In the C iv line we observe power in some parts of the filament where a steady velocity gradient is present, e.g. in the footpoints. The energy is probably due to convective motions rather than pressure oscillations.

Key words: Solar prominences – oscillation in prominences – UV radiation

1. Introduction

Mass motions exist in a variety of features in the solar chromosphere-corona transition region (Gurman and Athay, 1983). Periodic and quasi-periodic phenomena have been observed in sunspots in the C iv resonance line (Gurman et al., 1982).

Bruner and Poletto (1984) made a statistical study of the variation of the rms velocity versus intensity, using time series of 40 min duration of a 21" \times 21" area in the transition region. Two-thirds of the studied observations are consistent with the behaviour expected from acoustic waves. The authors conclude nevertheless that other analyses are necessary to check their findings. In filaments, prominences seen in absorption against the solar disk, no relevant study has been made in the transition region.

Oscillation processes have been investigated in chromospheric lines by a great number of authors studying generally prominences activated by flares. Ramsey and Smith (1966) observed with an H α filter a winking filament; the periodic Dopplershifts of the spectral line were interpreted as vertical oscillations damped by the viscosity of the surrounding coronal plasma (Hyder, 1966). On the other hand Kleczek and Kuperus (1969) assumed that prominence oscillations most probably occur horizontally, and that the winking phenomenon is due to the line-of-sight component of the oscillations. Harvey (1969), using the Doppler-

servo recorder of the High Altitude Observatory, found periodic oscillations of the velocity in a third of all the observed prominences both in inactive and active regions with periods equal to 318 s and 356 s, respectively. Zhugzhda et al. (1979) reported similar results using an H α filter.

Quantitative measurements of the amplitudes of the velocities were obtained by Malherbe et al. (1981) using the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) Spectrograph operating at the Meudon solar tower. The observation of a quiescent filament showed no significant oscillation within the frequency range 1–10 mHz, a range limited by the 25 min duration of the time series, while the power spectrum of the quiet chromosphere showed a sharp maximum around 240 s. In addition long-period oscillations of line-of-sight velocities were observed in quiescent prominences with a period equal to 25 min (Landman et al., 1977) and 80 min (Bashkirtsev and Mashnich, 1984), and in an active prominence, Malville and Schindler (1981) found a period around 90 min. In these last studies no short period oscillations were detected. The oscillations seem to be a more global effect on filaments than just perturbations due to acoustic and/or magnetoacoustic waves. In view of this controversy and lack of results concerning the transition region, we study in this paper time series observations of several filaments, located in active regions but not active in themselves. The time series were obtained simultaneously in the C iv line at 1548Å with the Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) on the SMM and in the H α line with the MSDP Spectrograph. The observations had temporal resolution of 30 s in C iv and 60 s in H α .

Because of the short duration of the series no long-period oscillation can be detected. The H α study confirms previous result obtained by Malherbe et al. (1981).

Study of the C iv Dopplergrams leads to the general conclusion that no oscillation is detectable in the transition region around filaments in the frequency range 1 to 10 mHz. However, energy is at times present in certain parts of filaments corresponding to regions of high gradients of intensity or velocity. Furthermore, a relationship between oscillations and activity also is possible.

2. Observations

2.1. Instruments

The C iv observations obtained with the UVSP (Woodgate et al., 1980) consist of one Dopplergram covering an area of 4' \times 4',

Send offprint requests to: J. M. Malherbe

followed by a series of $1' \times 1'$ Dopplergrams, with spatial resolution $3''$ and time steps of 34 s. We used the Double Dopplergram Determination (DDD) (Simon et al., 1982) technique with two detectors and the center of the C iv line shifted $\pm 50 \text{ m\AA}$, alternatively toward the blue and the red wings, thereby obtaining four positions in the profile instead of otherwise only two, and providing a good calibration for the velocities.

Table 1. Filament observations

Date	Boulder active region	Time (UT)	MSDP duration (s)	UVSP exp. no.	UVSP duration (s)
1980, Sept. 28	2697	1618	1020	12472	2266
1980, Sept. 29	2697	1625		12538	1888
1980, Sept. 30	2697	1143	1440	12586	1572
1980, Sept. 30	2697	1316		12591	1825
1980, Oct. 2	2701	1254	840	12694	2140

The MSDP Spectrograph observations consist of recording simultaneously 9 images of a $1' \times 8'$ field of view with a resolution of $1''$ and taken in 9 different wavelengths 0.3 \AA apart in the H α profile. The time steps were 1 min. At each time maps of intensity fluctuations and Dopplershifts were computed from the 9 points in the profile at $\pm 0.3 \text{ \AA}$ from H α center (Mein, 1977). Intensity and velocity of each pixel were referred to mean values averaged over $8'$. The intensity is represented by negative values for filaments and sunspots, by positive values for faculae.

2.2. Observed regions

We chose 5 sets of filament observations in C iv on 4 days from 2 different active regions that we had previously studied (Schmieder et al., 1983–1985), and 3 sets of H α observations that also had the C iv coverage (see Table 1). The time sequences lasted 25 to 35 min in C iv and 16 to 25 min in H α . We present in Figs. 1–3 C iv intensity maps and H α intensity maps with boxes outlining the C iv field of view represented in Figs. 1, 2c–e, 3e, and 3f.

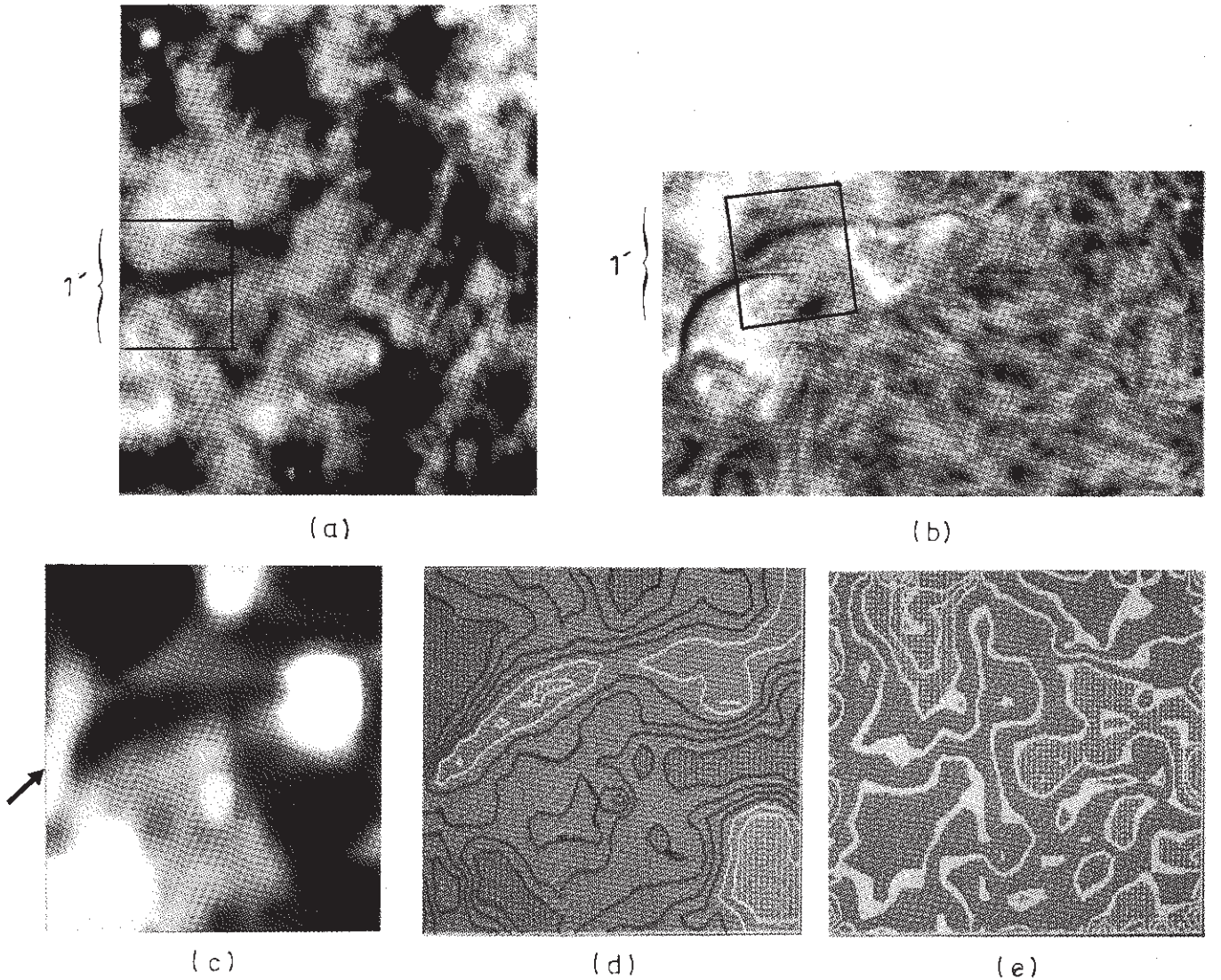


Fig. 1. a C iv intensity map and b H α intensity map of active region on 1980, September 30. The boxes represent the $1' \times 1'$ field of view of the maps in c–e. c–e Time-averaged intensity, \bar{I} , and stationary velocity, \bar{V} in C iv line (black lines represent downward velocity, white lines upward velocity), V_p : power at one frequency around 200 s. Arrows indicate location of filament

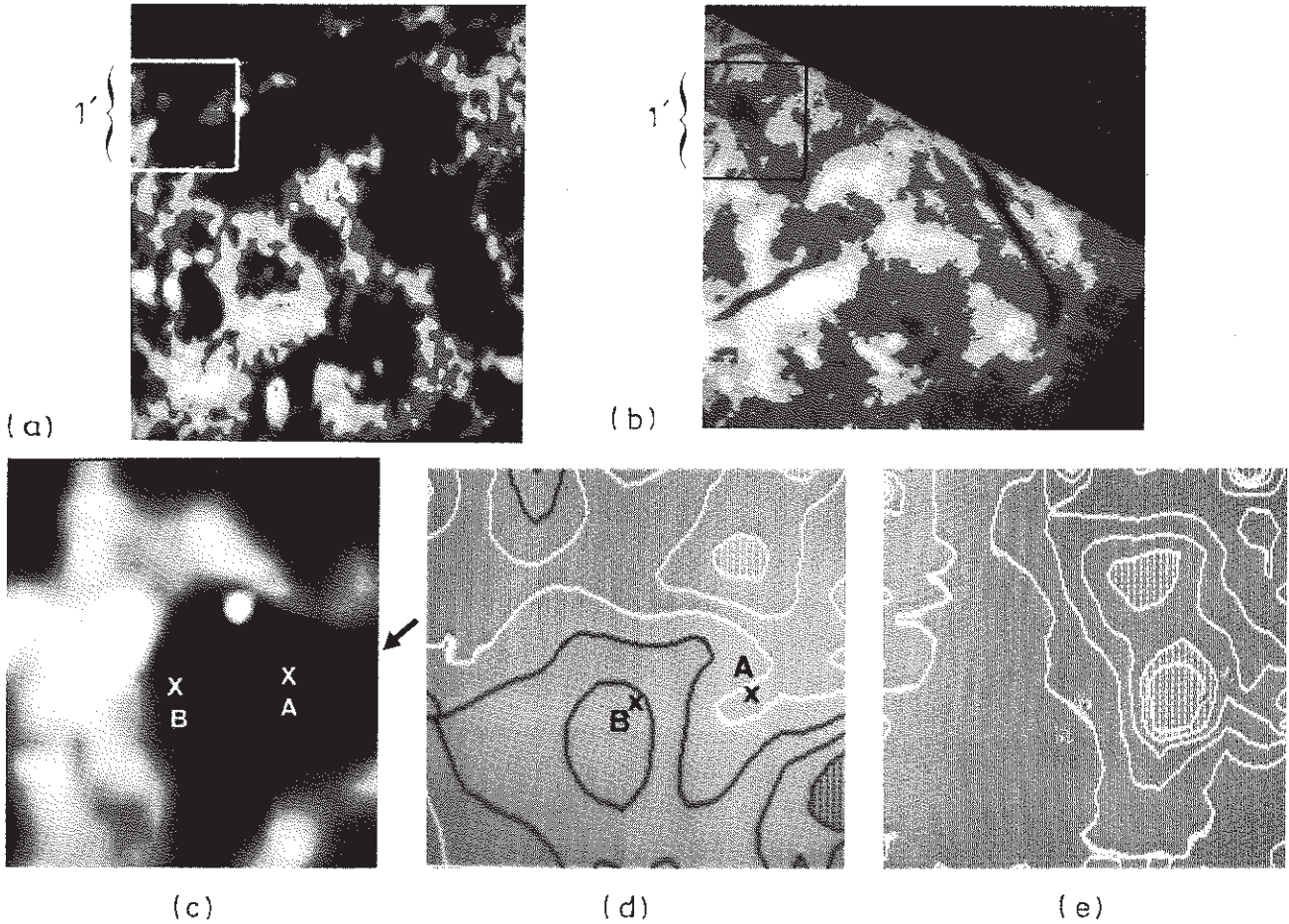


Fig. 2. a C IV intensity map and b H α intensity map of active region on 1980, October 2. The boxes represent the $1' \times 1'$ field of view of the maps in c-e. c-e Time-averaged intensity, \bar{I} , and stationary velocity, \bar{V} in C IV line (black lines represent downward velocity, white lines upward velocity), V_p : power at one frequency around 200 s. Arrows indicate location of filament. Intensity and velocity variations versus time of point A and B are represented in Fig. 7

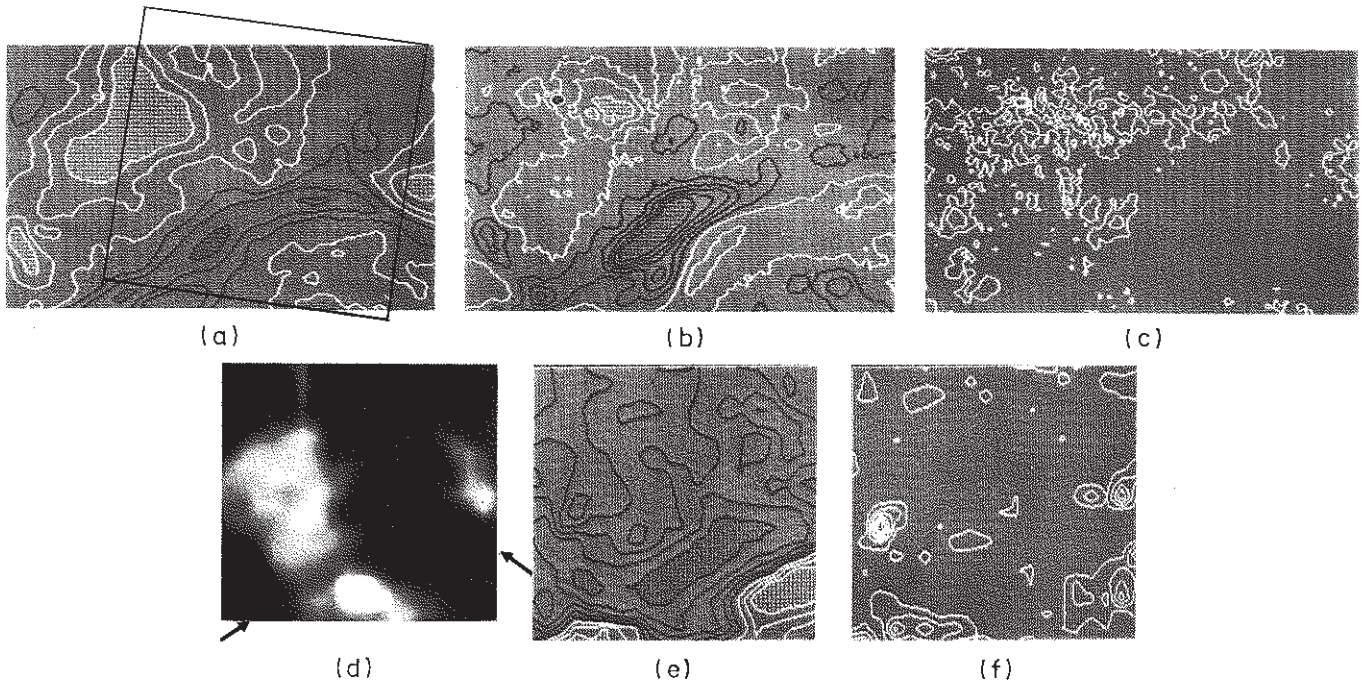


Fig. 3a-f. Observations on 1980, September 28 in H α (a-c) and in C IV (d-f). The box in a represents the field of view in the C IV maps. a and d Time-averaged intensity, \bar{I} ; b and e stationary velocity, \bar{V} in C IV line (black lines represent downward velocity, white lines upward velocity). c and f V_p : power at one frequency around 200 s. Arrows indicate location of filament

2.3. Fourier analysis

The Fourier analysis allows us to calculate the energy of the velocity $v_p^2(x, y)$ for each point x, y and for periods p between $2\Delta t$ (time step) and the sequence duration T . The time sequence has been apodized by a function $A(t)$, with t varying from $-T/2$ to $T/2$, given by

$$A(t) = 1 \text{ for } |t| < 0.6 \frac{T}{2}$$

and

$$A(t) = \left\{ 1 - \left[\left(\frac{2|t|}{T} - 0.6 \right) / (1 - 0.6) \right]^2 \right\}^2$$

$$\text{for } 0.6 \frac{T}{2} < |t| < \frac{T}{2}.$$

The mean velocity calculated over the time series has been subtracted for each pixel before the Fourier analysis. The results can be summarized by a 2D energy diagram (I, v) with $1/T < v < 1/2\Delta t$, see Figs. 4 and 5 (bottom). The energy is a function of the frequency and the intensity (or brightness) I averaged over the time series. The distribution functions of these averaged intensities are represented by histograms (Figs. 4 and 5 top).

3. Results

3.1. Steady flow

Figures 1d and 2d portray the stationary velocity field for 2 different types of observation. In Fig. 1d upward velocities are

visible at the location of the filament, as previously observed by Martres et al. (1981) and Schmieder et al. (1983), but in Fig. 2d the filament is located in a region of high velocity gradient, suggesting the existence of loops. This behaviour is observed also on 28 September 1980 in H α and C IV (see Fig. 3b and e). The velocities $\langle \bar{v} \rangle$ in these last cases have higher values than in the case of Fig. 1d, reaching $+10$ and -14 km s^{-1} (see Table 2). Such inversion in the velocity field near the feet of prominences has previously been reported by Malherbe et al. (1981) and Engvold et al. (1985).

3.2. Energy power spectrum

The Fourier analysis has been made over the same field of view ($1' \times 1'$) in both lines (H α and C IV). For the September 30 and October 2 observations we have calculated 2D diagrams (I, v) in limited areas around the filaments to avoid both the sunspots and faculae, Fig. 5.

The analysis of the power spectra of the filaments can be summarized as follows:

In H α oscillations appear to be weak inside the filaments. The 2D diagrams (I, v) show no energy in the range of negative intensity, corresponding to the filament (see Sect. 2.1) but energy is detected in brighter areas such as in the quiet chromosphere (see Fig. 4) with periods of 250 to 300 s. This confirms previous results obtained by Malherbe et al. (1981). To indicate the degree of confidence in the points of the (I, v) diagrams we have presented the intensity-distribution function above each diagram.

In C IV, oscillations are also weak inside the filaments (see Fig. 1e; energy power V_p with $p \approx 200$ s except in the loop regions corresponding to upflow, Figs. 2e and 3f. Outside the filament,

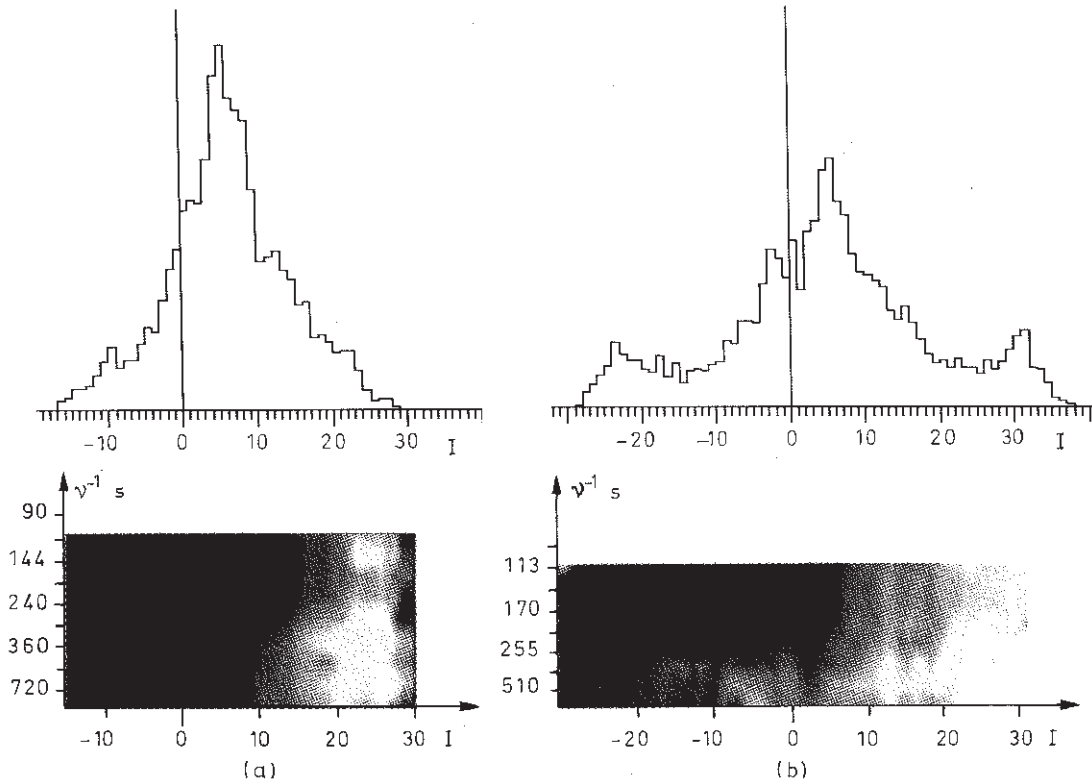


Fig. 4a and b. H α intensity-distribution function and 2D diagram (I, v) for velocity power spectrum on a 1980, September 30 and b 1980, September 28. The intensity I is a mean value over the time sequence for each pixel

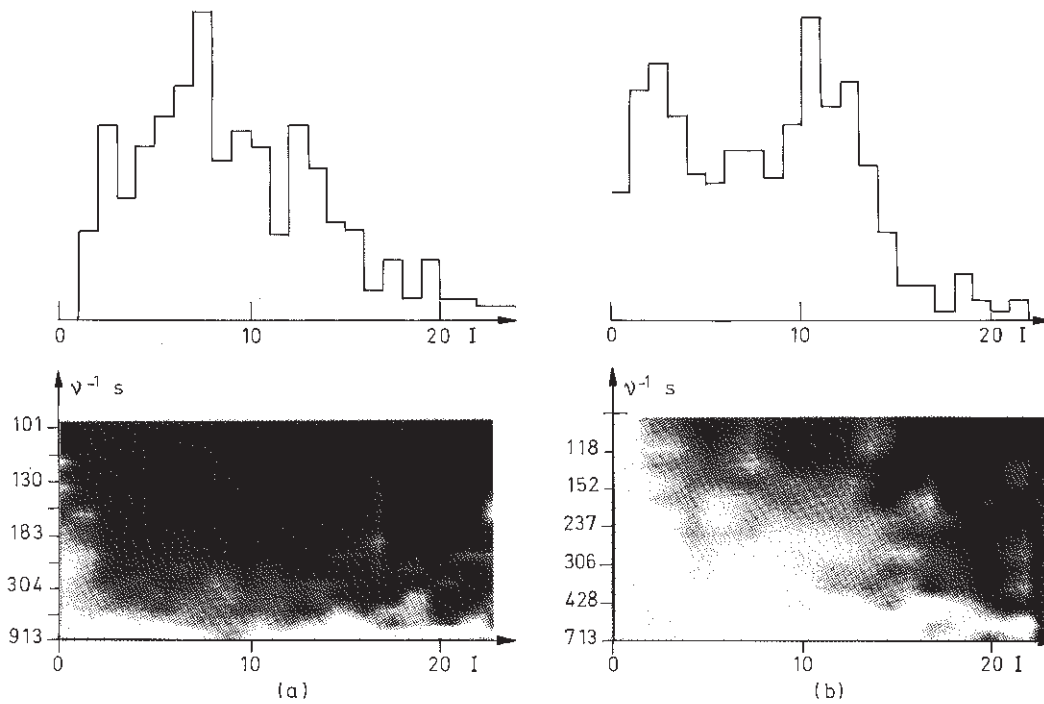


Fig. 5a and b. C IV intensity-distribution function and 2D diagram (I, v) for velocity power spectrum on a 1980, September 30 and b 1980, October 2

Table 2. Extrema of averaged velocity over time

Date	C IV, $\bar{v} > 0$	C IV, $\bar{v} < 0$	H α , $\bar{v} > 0$	H α , $\bar{v} < 0$
	(km s ⁻¹)			
1980, Sept. 28	7.5	-14	2.5	-6
1980, Sept. 29	1.7	0		
1980, Sept. 30	2.5	0	0.5	0
1980, Sept. 30	2.1	0		
1980, Oct. 2	8	-7	2.5	-3.5

oscillations are detected near sunspots, in good agreement with Gurman et al. (1982) and around faculae.

Some remarks are necessary before we interpret these diagrams.

– In the low intensity range we cannot have great confidence in the results because of the few points involved and the small number of counts [see the intensity-distribution function above the (I, v) diagram in Fig. 5]. It is not the case for the H α line because of a better signal-to-noise ratio.

– Large energy appears at low frequencies, but we have to be careful because of the limited duration of the sequences (Table 1).

We find from the (I, v) diagrams that the energy decreases with increasing intensity. Low intensity corresponds to areas with filaments and high intensity to the transition region outside of faculae, and from Fig. 6 we see that the energy is lower in the transition region than above the filament. Furthermore, the energy decreases with increasing frequency (see Fig. 5). The power spectra in Fig. 6 corresponding to dark regions (filaments) show some peaks around 200–250 s.

We notice also a higher energy in the power spectrum from 2 October 1980 than in the spectrum from 30 September. In the

range 200–300 s the energy is higher by a factor between 2 and 3.25 (Fig. 6); the energy is detected principally in those parts of the filament where up- and downflows are observed (October 2).

4. Discussion and conclusion

We have not detected any oscillation in filaments in H α or the C IV line in the frequency range 1 to 10 mHz. This result is consistent with the efficient reflection of acoustic waves at the top of the chromosphere. Chromospheric oscillations in lower layers could not be visible because of the high opacity of prominence material (Malherbe et al., 1981). Transition-region oscillations are in practice undetectable outside sunspots and bright faculae; in particular, since the opacity of the transition region around filaments is very low, we should not see any oscillations (Schmieder et al., 1984).

The question arises whether the energy observed in C IV filaments is due to oscillations corresponding to acoustic or magnetoacoustic waves. We have studied the variation of the intensity and the velocity versus time at oscillating points

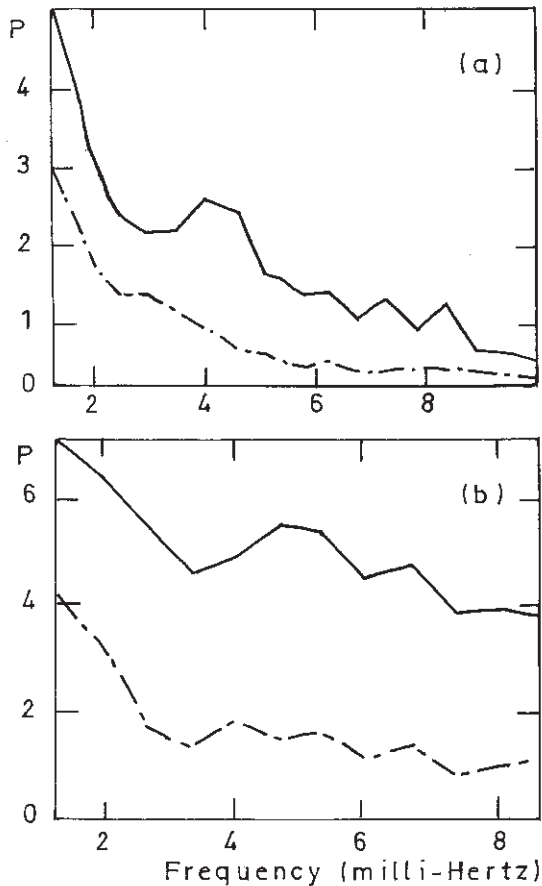


Fig. 6a and b. CIV power spectra, in the same units, for a 1980, September 30 and b 1980, October 2. The solid lines correspond to areas of low intensity (filament), the dashed lines to brighter areas (transition region)

(Fig. 7b). No particular frequency is emphasized. The CIV oscillating points correspond to persistent upflow points with rather large velocities ($5-10 \text{ km s}^{-1}$) near high velocity gradients. Such regions have been interpreted as feet of filaments in $H\alpha$ (see Fig. 7a). Previous observations have led Malherbe et al. (1981) to interpret these up- and downflows as taking place in magnetic loops, which would suggest dynamic models such as proposed by Pikel'ner (1971) or Ribes and Unno (1980) based on the siphon

mechanism. Such models exhibit flow asymmetries not unlike observed patterns.

Recently Schmieder et al. (1985) tried to interpret persistent downward motions at one foot of a prominence in terms of motions in a magnetic flux tube with rising velocities of the upper parts of the loop and downward velocities in the loop footpoints. However, a serious problem persists with such a model in that the scale height in the loop is very small compared to the altitude of the prominence, whence material would rapidly drain out of the object. Because of the behaviour of the power spectrum, the observed energy at low frequencies (1–5 mHz) could be interpreted by convective motions rather than by wave propagation. Further work in this area is needed before a clear picture of oscillating parts of solar filaments can be formulated.

Acknowledgements. We thank particularly A. Poland for fruitful discussions and G. Simon for use of the DDD code. We are further indebted to C. Coutard, R. Heliier, and A. Miguel for obtaining the good $H\alpha$ observations in the Meudon solar tower. The computations were made on the VAX of the Observatory of Meudon.

References

- Bashkirtsev, V.S., Mashnich, G.P.: 1984, *Solar Phys.* **91**, 93
- Bruner, M.E., Poletto, G.: 1984, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **55**, 313
- Engvold, O., Tandberg-Hanssen, E., Reichmann, E.: 1985, *Solar Phys.* **96**, 35
- Gurman, J.B., Athay, R.G.: 1983, *Astrophys. J.* **273**, 374
- Gurman, J.B., Leibacher, J.W., Shine, R.A., Woodgate, B.E., Henze, W.: 1982, *Astrophys. J.* **253**, 939
- Harvey, J.W.: 1969, Ph.D. Thesis, University of Colorado, No. 17
- Hyder, C.L.: 1966, *Z. Astrophys.* **63**, 78
- Kleczeck, J., Kuperus, M.: 1969, *Solar Phys.* **6**, 72
- Landman, D.A., Illing, R.M.E.: 1977, *Astron. Astrophys.* **55**, 103
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 124
- Malville, J., McKim, Schindler, M.: 1981, *Solar Phys.* **70**, 115
- Martres, M.-J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escat, I.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 301
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **49**, 231
- Pikel'ner, S.B.: 1971, *Solar Phys.* **17**, 44

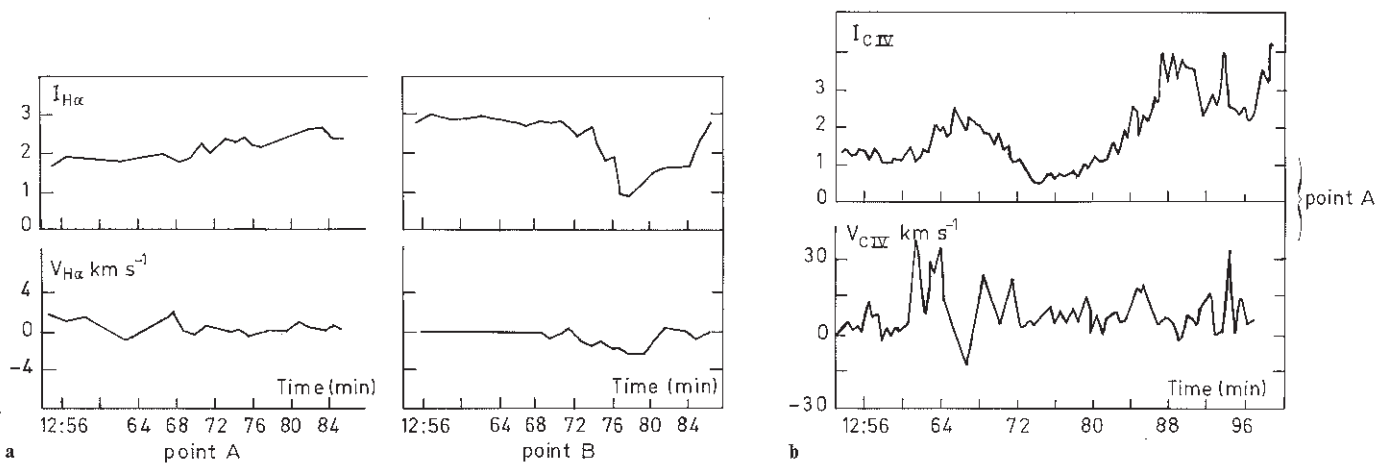


Fig. 7a and b. Intensity variation versus time for points A and B in a $H\alpha$ and in b CIV (see Fig. 2)

- Ramsey, H., Smith, S.F.: 1966 *Astron. J.* **71**, 197
- Ribes, E., Unno, W.: 1980, *Astron. Astrophys.* **91**, 129
- Schmieder, B., Vial, J.C., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Astron. Astrophys.* **127**, 337
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E.: 1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 81
- Schmieder, B., Malherbe, J.M., Poland, A.I., Simon, G.: 1985, *Astron. Astrophys.* **153**, 60
- Simon, G., Mein, P., Vial, J.C., Shine, R.A., Woodgate, B.E.: 1982, *Astron. Astrophys.* **115**, 367
- Woodgate, B.E., Tandberg-Hanssen, E.A., Bruner, E.C., Beckers, J.M., Brandt, J.C., Henze, W., Hyder, C.L., Kalet, M.W., Kenny, P.J., Knox, E.D., Michalitsianos, A.G., Rehse, R., Shine, R.A., Tinsley, H.D.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 73
- Zhugzhda, Y.D., Larionov, N.V., Makhmudov, M.M.: 1979, *Soln Dann* **7**, 98

I - 2 - Instabilités

Dans cette section figurent deux articles et une communication, se rapportant aux "disparitions brusques" (DB) de filaments, de type dynamique ou thermique. Les DB thermiques ont été aussi intensivement étudiées par d'autres groupes à Meudon (Mouradian, Martres, Soru-Escaut). Les deux articles qui suivent sont basés sur des observations des champs de vitesse en H α et caractérisent la manifestation (les effets) d'instabilités MHD, dont la cause est très complexe et mal déterminée (s'agit-il d'une émergence de nouveau flux ? d'une instabilité magnétique spontanée ? d'un état de non équilibre ? de la variation du "shear" ?...). Dans ce domaine, les observations sont très difficiles, car il faut à la fois disposer :

- d'un grand champ 2D (pour englober toute une région active)
- d'une longue surveillance temporelle (plusieurs heures)
- d'une bonne résolution temporelle et spatiale
- d'une large bande passante (mesure des vitesses loin dans les ailes des raies)
- de mesures de la polarisation (détermination des champs magnétiques)

Aucun instrument à l'heure actuelle ne dispose simultanément de toutes ces caractéristiques, et il faut avoir recours à une combinaison de télescopes divers (DPSM, magnétographe, héliographe...).

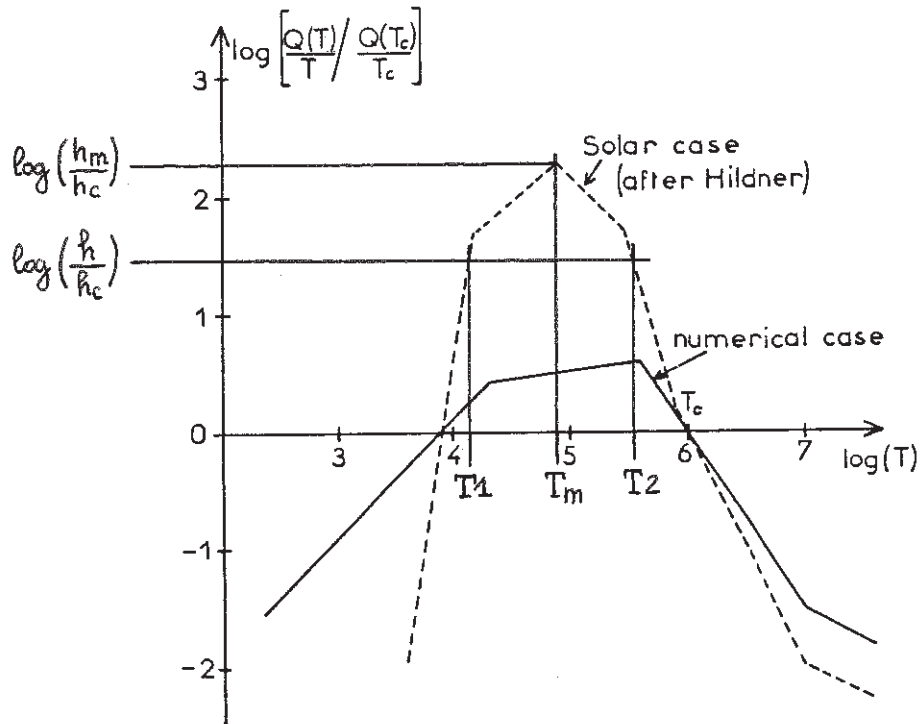
a) Dans l'article "Twisting motions in a disturbed solar filament", nous mettons en évidence des mouvements de torsion dans un filament déstabilisé, qui s'élève lentement dans l'atmosphère (5 kms^{-1}). Ceci doit conduire naturellement à une expansion des tubes de flux qui composent le filament, compte tenu de la décroissance de la pression avec l'altitude. Nous présentons un modèle, dans lequel le filament est assimilé à un simple tube de plasma parcouru par un courant électrique I ; le champ magnétique y est hélicoïdal. La conservation de l'intensité I et du flux magnétique le long du filament provoque l'apparition de mouvements de torsion lorsque le tube de flux s'ajuste à un nouvel équilibre radial. Il est alors possible, à partir des mesures de vitesses et de ce modèle simple, de déduire l'évolution du champ magnétique et l'expansion du tube de flux pendant la perturbation. En particulier, on peut prédire les échelles de hauteur de variation du champ magnétique, dans ses composantes longitudinales (le long du tube) et transversales. On peut aussi calculer la variation de torsion du tube moyenne au cours du temps. Cet article est un exemple typique qui montre comment on peut déduire des propriétés du champ magnétique, à partir d'un modèle et des observations de vitesses radiales.

b) Dans l'article "Material ejecta in a disturbed solar filament", nous mettons en évidence, dans un filament quiescent déstabilisé, des jets de matière largement supersoniques (en comparaison à la vitesse du son correspondant à la température de $H\alpha$, soit 10 000K). Ceux ci ont pour effet de vider le filament de son contenu ; le diamètre des filets de vitesse n'est que de quelques secondes d'arc. A l'intérieur des jets, apparaissent des structures baptisées "plasmoides" (absorption plus importante dans les ailes de la raie) qui semblent se déplacer le long de tubes de champ magnétique. L'observation des mouvements propres et des vitesses radiales de ces plasmoides permet de reconstituer leur trajectoire dans un plan (x,z), ainsi que leur vitesse le long de cette trajectoire.

Pour comprendre les phénomènes qui régissent ces jets, nous invoquons trois mécanismes différents : les deux premiers (variation brusque de la pression gazeuse au pied du tube magnétique ; torsion soudaine du pied, c'est à dire variation de la pression magnétique) ne conviennent pas, car ne permettent pas une accélération continue, comme celle qui est observée. Dans le troisième modèle, le plasmotide est assimilé à un dipôle de moment magnétique \vec{M} , subissant une force du type $-\vec{\text{grad}}(\vec{M} \cdot \vec{B})$ le long d'un tube de flux de section divergente. Connaissant observationnellement la vitesse v (s) le long de la trajectoire du plasmotide (s = abscisse curviligne), il est ainsi possible de calculer les variations que doit prendre B (s) pour obtenir l'accélération requise, en fonction du champ à la base de la trajectoire (B_0). Avec $B_0 = 10G$, il n'y a pas de solution. Par contre, avec $B_0 = 20G$ (ou $30G$), une variation de section par un facteur 4 (respectivement 1.67) entre la base et le sommet de la boucle magnétique permet d'accélérer le plasma aux valeurs observées. Là encore, les données de vitesse couplées à un modèle fournissent, de façon cohérente, mais indirecte, des indications sur le champ magnétique.

c) Enfin, dans la communication "on the thermal durability of solar prominences, or how to evaporate a prominence", nous étudions les mécanismes (aux ordres de grandeur) liés aux disparitions de filaments de type thermique. Très exactement, nous calculons la perturbation thermique (chauffage ohmique ou par ondes, ou chauffage visqueux ou conducteur) nécessaire pour détruire l'équilibre thermique d'un filament. Ces objets apparaissent en fait thermiquement assez stables : l'équilibre froid semble ne pouvoir être rompu que par un chauffage par ondes ou conduction, dans un domaine de paramètres relatif aux éruptions solaires. C'est le comportement de la fonction $Q(T)$ des pertes radiatives en fonction de la température, avec un maximum vers 10^5 K, qui

explique ces conclusions. Par exemple, dans l'équilibre chauffage par ondes (ρh) - rayonnement ($\rho^2 Q(T)$), les températures d'équilibre (T_1, T_2) sont données, à pression constante, par $Q(T)/hT = \text{constante}$ (figure).



T_1 est une température de type "protubérance", tandis que T_2 est une température de type "couronne". L'indice c réfère à la température arbitraire de $10^6 K$ (normalisation). Il existe donc un taux de chauffage critique h_m , au dessus duquel toute position d'équilibre froid est impossible.

On peut montrer ainsi qu'une augmentation du taux de chauffage par un facteur 100, ou qu'une augmentation de la température coronale par un facteur 10 (agissant sur la conduction) peuvent détruire l'équilibre froid. De telles valeurs numériques peuvent être atteintes lors des éruptions.

Twisting motions in a disturbed solar filament

B. Schmieder¹, M. A. Raadu², and J. M. Malherbe¹

¹ Observatoire de Meudon, DASOP, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

² Department of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, S-100 44 Stockholm, Sweden

Received May 28, accepted August 14, 1984

Summary. Time sequences of the vertical velocity field in a disturbed solar active region filament (AR 2646) have been derived using the MSDP spectrograph operating in $H\alpha$ at the Meudon Solar Tower. Following a period of systematic upward velocities a pair of closely aligned elongated regions of oppositely directed velocities develops and persists over several minutes. These velocities are interpreted in terms of a twisted magnetic flux rope model for the filament. The initial upward motions indicate that the flux rope is rising. This should lead to an expansion since the surrounding pressure is decreasing with height. Conservation of the current and the magnetic flux along the filament then requires twisting motions as the flux rope adjusts to a new radial equilibrium when rising into the corona.

Key words: Sun – prominences – filaments – twisting motion – magnetic flux rope – magnetohydrodynamics

filament may induce a *heating* mechanism of the plasma, which becomes no more visible in $H\alpha$ but appears in hotter lines (Webb and Jackson, 1981; Malherbe et al., 1983b). This type of instability can correspond to “the disparitions brusques” (DB) analyzed by Schmahl and Hildner (1977) and Mouradian et al. (1980) from Skylab observations. The filament, before becoming visible in $H\alpha$, was radiating and cooling in EUV lines. Some criteria of instability to predict filament destabilization have been pointed out by several observers: if the distance between the footpoints of a filament is very different from its height, this is in favour of instability (Martres, 1984). An enhancement of the density visible in $H\alpha$ (Martres, 1956), and of the twist of the footpoints of a loop (Xiaoma et al., 1982), the existence of hot arches above a filament (Schmahl et al., 1982) are indicators which may help to predict the occurrence of a DB. Also a torsion of the whole prominence which modifies the shear and the length of magnetic lines (Moore and Labonte, 1980) may lead to a destabilization by loss of thermal equilibrium.

1. Introduction

Most of the solar prominences disappear or erupt during their lifetime. Some of these phenomena called “disparitions brusques” are associated with catastrophic reconnection in the supporting magnetic field, destroying the prominence and generating an eruption (class 1). Others are weaker and do not involve a magnetic catastrophe, allowing the prominence to reappear at the same location a few minutes after the disappearance (class 2). We shall not discuss the first class of events (highly dynamic) where fast velocities of material are observed such as supersonic ejections of plasma (Malherbe et al., 1983a). Such events could be due to the emergence of a new magnetic flux creating an unstable current sheet in a preexisting field (Simon et al., 1984).

1.1. Observations of filament disappearances

Here we focus our study on *filament disturbances* (class 2). They can follow a flare occurring in the neighbourhood. A magneto hydrodynamic shock wave (Moreton, 1960) propagating in the chromosphere and the corona and originating in the flash phase of a flare may shake and destabilize a filament, triggering a short disappearance. Disappearances can also be *precursors* of flares (Rust and Webb, 1977). The loss of thermal equilibrium of a

1.2. Theory

A lot of theoretical mechanisms have been proposed to understand the triggering of DB or more precisely eruptions of filaments (see the reviews of Priest, 1981, 1982). Heyvaerts et al. (1980), studied solutions of the Grad-Shafranoff equation and showed that, for the same boundary conditions, *multiple equilibria* may exist with different (opened or closed) magnetic geometries. In particular, when the boundary conditions evolve with time (for instance by shearing an arcade under the effect of photospheric motions), a critical point can be reached above which it becomes impossible to describe the solution by quasi-static series of equilibria. At this point a *bifurcation* between a closed magnetic structure and an opened one, may be possible and produce a DB (which should be highly dynamic).

Hood and Priest (1980) investigated the magnetic stability of a cylindrical filament embedded in a coronal arcade, and found that, when either the *shear* of the arcade or the *height* of the prominence exceed a critical value, a spontaneous magnetic instability may occur.

Hood and Priest (1981) showed also that, in a loop prominence, and including line-tying, a *kink* instability may occur when the *twist* exceeds 2.5π . Furth et al. (1973) suggested that the cylindrical *tearing* or resistive kink modes could be important on singular layers (current sheets). But, in a loop filament, the time scale of such modes is usually too long (10^5 s) to account for the duration of DB (10^2 to 10^3 s). Thus, in order to obtain the characteristic time scale of observed events, one needs to find some

Send offprint requests to: B. Schmieder

mechanism to reduce the length-scale (say 10^2 km) or the conductivity (say by a factor 10^3 , if the plasma is turbulent), such as the emergence of new flux.

Heyvaerts et al. (1977) put forward their *emerging flux* model and discovered that, from energy balance, as the height of the current sheet (between the new flux and the ambient field) increases slowly, temperature increases slowly and no neighbouring steady state may exist beyond a *critical height*. Above this height, the sheet heats up quickly until turbulence onset is reached and filament eruption is triggered.

Finally, Hood and Priest (1979) modelled the thermal equilibrium of a cold loop and found that, when either *coronal heating* is slowly enhanced, or *pressure* lowered, the temperature rises slowly (phase 1) up to a point of *thermal catastrophe*, beyond which there is no longer cold equilibrium: plasma then heats up rapidly to a new hot temperature of quasi-equilibrium and eruption is triggered (phase 2). Phase 1 may account well for thermal disappearances (heating) and reappearances (cooling) of filaments (if coronal heating or pressure do not attain their critical value), while phase 2 may well explain violent filament eruptions, but dynamic effects have not yet been incorporated in the theory, and evolutions of the structure after the beginning of the disturbance have not yet been modelled.

In the first part of this paper we study the conditions existing before the thermal disturbance of a plage filament on Sept. 3, 1980 (evolution of the active region, presence of a hot loop above the filament, structure of the magnetic field) and the velocity field during the perturbation. After a first phase where rising material is detected, rotational motions occur and indicate a twist of magnetic lines. In the second part, a twisted magnetic flux rope model is proposed to account for the evolution of the observed velocity field after the onset of instability.

2. Observations

2.1. Instruments

Our observations are based on various instruments: the Spectroheliograph and the Magnetograph of Meudon, the Very Large Array (VLA) and principally the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) operating on the Solar Tower of Meudon.

The VLA provided observations at 3 different wavelengths (2 cm – 6 cm – 20 cm) on Sept. 3–4, 1980 (Lang et al., 1983) and synthesis maps of the total intensity and Stokes parameters were obtained.

The MSDP provided 2 dimensional observations in H α line of a field of view of $1' \times 8'$ with a spatial resolution around $1''$. The temporal resolution was 2 min and 9 channels were recorded simultaneously in the line profile (Mein, 1977), from which we derived intensities and dopplershifts.

2.2. Active region evolution

During a coordinated Solar Maximum Year program, the consecutive formation of two new active centers (AR 2646) merging together has been surveyed from August 28 to Sept. 5, 1980. The eastern north spot has a proper horizontal motion of 0.1 km s^{-1} during this period and produces instabilities. Recurrent mass ejections between the two preceding spots were observed on Sept. 1, 1980 (Schmieder et al., 1984). Flares occurred between this group of north spots and a south spot on Sept. 2 (12:14 UT) and on Sept. 3 (7:43, 13:50 UT) (Fig. 1). The filament located (N 10° –W 10°) was disturbed, 9 min after the first flare on Sept. 3.

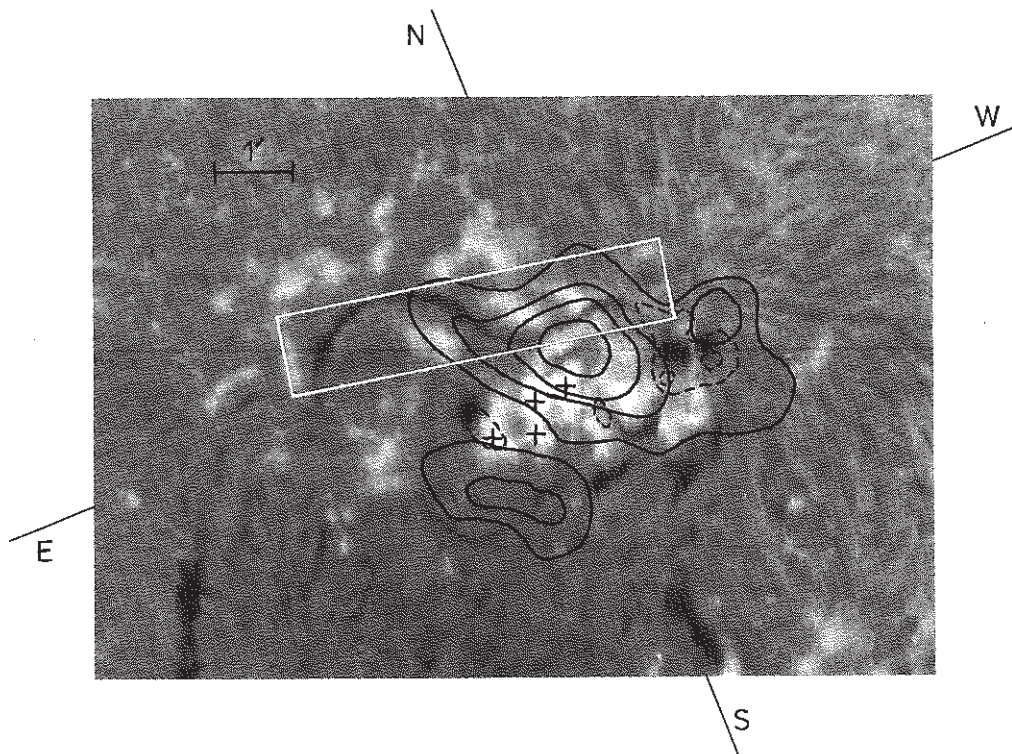


Fig. 1. VLA isocontours of the total intensity of the 6 cm radiation (dashed lines) and of the 20 cm radiation (full lines) in active region AR 2646 on Sept. 3, 1980, superimposed upon a H α spectroheliogram of the same active region taken at Meudon at 6:39 UT on the same day. The box indicates the field of view of the Figs. 3 and 4. The crosses indicate the location of the flares

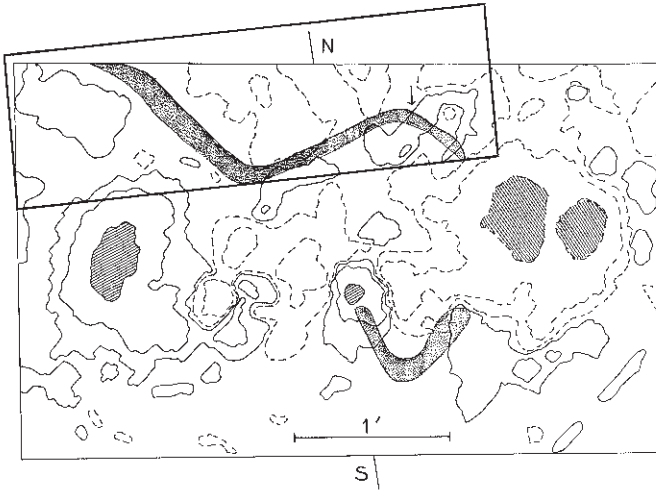


Fig. 2. Map of photospheric magnetic field B_{\parallel} : full lines represent south polarities, dashed lines north polarities, levels = $\pm(20 \text{ G}, 120 \text{ G}, 1200 \text{ G})$, hatched regions for $|B| > 1200 \text{ G}$. The contour of the filament in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ line (dotted region) is superimposed. The arrow indicates the parasitic negative polarity underlying a part of the filament. The rectangle limits the western part of the field of view of Figs. 3 and 4

The torsion of the filament axis is explained by the recent reconnection of two separate components. The disturbed part of the filament on Sept. 3 is no more visible on the Athens spectro-heliogram the day after.

The VLA observations suggest the presence of a *coronal loop* above the filament at a temperature around 10^6 K on Sept. 3 and 4. According to Schmahl et al. (1982), this is a precursor phenomenon of instability. The feet are detected by the 6 cm emission which indicates by its high degree of polarization (60%) the longitudinal direction of the magnetic field. The unpolarized 20 cm emission is attributed to the apex of the coronal loop where the magnetic field is mainly transverse to the line of sight. The height of the coronal loop is around $3.8 \cdot 10^4 \text{ km}$ above the photosphere and its major radius of the order of 50,000 km (Lang et al., 1983). The coronal loop has the same orientation as the filament below (Fig. 1).

2.3. Photospheric magnetic field

The magnetic field along the line of sight B_{\parallel} of the active region (7:00 UT, September 3, 1980) is represented in Fig. 2. The western part of the filament pointing towards the spots lies on a negative polarity region (-50 G), which is a condition in favour of instability (Martres, 1984). On the contrary, the part which disappears, lies on the inversion line of B_{\parallel} on October 2 and 3. So overlying hot arches spanning the filament channel (as suggested by VLA observations) can be expected, and produce a destabilization of the filament.

2.4. Dynamics in $H\alpha$

The temporal sequence of Figs. 3 and 4 shows the evolution of intensity fluctuations in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ and Doppler shifts in $H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$ inside and outside the filament. We shall discuss further on the choice of these wavelengths. Here, Doppler shifts were

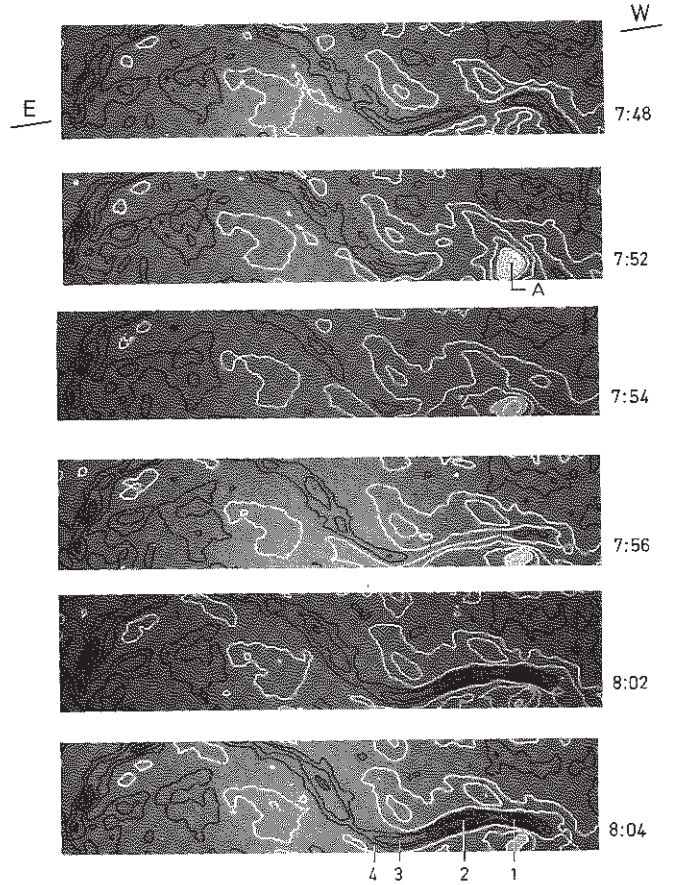


Fig. 3. $H\alpha$ intensity isocontours ($H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$) at different times (UT). White lines correspond to bright features (step=100 in arbitrary units) and black lines to dark features (step=50 in arbitrary units)

derived from $H\alpha$ profiles using a *lambda-meter technique*. We observe no change of the eastern part of the filament neither in intensity, nor in velocity. In the western part, the filament is no longer visible in $H\alpha$ core during the perturbation lasting a few minutes (6 min), (Fig. 3).

As far as the velocities are concerned (Fig. 4) we observe first *rising* material between 7:48 to 7:52 UT in the whole filament. At 7:52 a velocity loop ($V \approx 10 \text{ km s}^{-1}$) appears in the part of the filament located near the facula A, together with an enhancement of brightness. Then, in the second phase of the event from 7:56 to 8:02 UT, we observe the formation of 2 elongated cells (5" to 10" wide) along the axis of the filament with *opposite velocities* (western part). This last result suggests the existence of twisting forces inducing rotational motions inside the filament.

At the end of the perturbation ($\approx 8:04 \text{ UT}$), the filament is visible in the core and in the wings of $H\alpha$ line and strong redshifts are located in the body of the filament. Gaizauskas (SMM Workshop, 1984) showed similar observations of twisted filaments during preflare activation.

2.5. Analysis of $H\alpha$ profiles and relation of velocities to Doppler shifts

In this section, we show that the radial velocities are well represented by the observed Doppler shifts in $H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$. As an

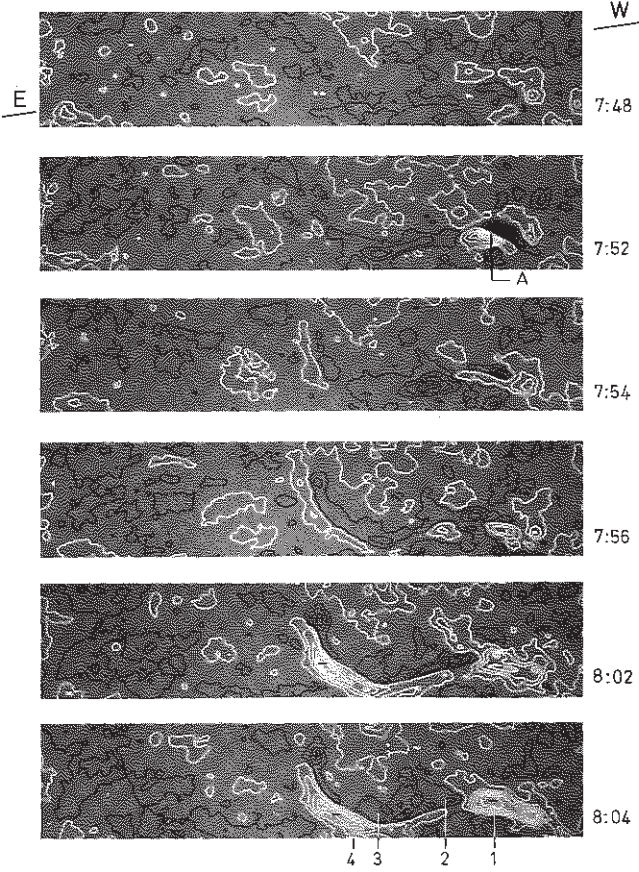


Fig. 4. Velocity isocontours ($H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$) at different times (UT). White lines correspond to downward (negative) velocities and black lines to upward (positive) ones (velocity levels = $\mp 0.5, \mp 1.5, \mp 2.5, \mp 3.5, \mp 4.5, \mp 5.5 \text{ km s}^{-1}$)

example, we show in Fig. 5 the profile $I(\Delta\lambda)$ measured at four points inside the filament (points 1 to 4 reported in Figs. 3 and 4), the mean profiles $\bar{I}(\Delta\lambda)$ of the chromosphere, and the difference $\Delta I(\Delta\lambda) = I(\Delta\lambda) - \bar{I}(\Delta\lambda)$. Profiles $I(\Delta\lambda)$ are perturbed and particularly broadened. In cases *b* and *c* blueshifts are detected by the standard lambdameter technique, in case *a* a redshift is found but in case *d* the determination is ambiguous. The exact determination of velocities from $H\alpha$ profiles and their relation to dopplershifts requires the use of a “cloud model” (Beckers, 1964; Grossman-Doerth and Von Uexküll, 1971). If we assume the filament to be a moving cloud overlying the chromosphere, the contrast is given by

$$c(\Delta\lambda) = (I(\Delta\lambda) - \bar{I}(\Delta\lambda)) / \bar{I}(\Delta\lambda) \\ = \left(\frac{S}{\bar{I}} - 1 \right) (1 - \exp(-\tau(\Delta\lambda))),$$

where S is the source function of the cloud, τ its optical thickness.

The velocity of the filament can be deduced (Mein and Mein, 1984) from the observed contrasts. For instance, we show in Table 1 the results obtained from a fitting between the observed contrast functions at 2 different line widths in the profile (at 8:02:19, points 3 and 4 of Fig. 4) and the calculated ones. From this fitting, we found a line broadening of 0.750 \AA , a source function of $0.17 I_c$ (I_c = intensity of the continuum) and the optical thickness τ of 0.5.

We notice that the signs of the velocities deduced from the “cloud model” are the same as those measured by a lambdameter

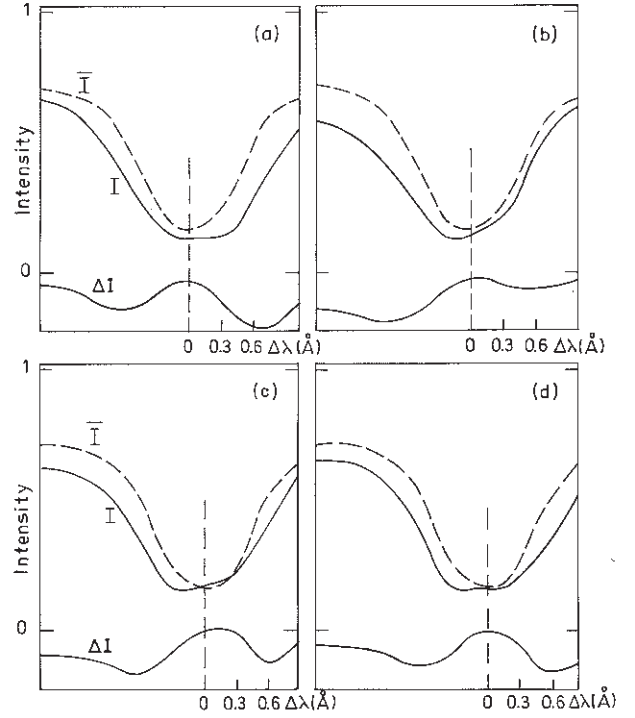


Fig. 5a-d. $H\alpha$ profiles $I(\Delta\lambda)$ of 4 points in the filament at 8:02:19 UT (thick lines). The mean chromospheric profile $\bar{I}(\Delta\lambda)$ is represented in dashed lines, and below, the difference between them $\Delta I(\Delta\lambda) = I(\Delta\lambda) - \bar{I}(\Delta\lambda)$ is displayed. **a-d** correspond to points 1, 2, 3, 4 indicated on Figs. 3 and 4

Table 1. Observed Dopplershifts and fitted Velocities for 2 points in the filament (at 8:02:19 UT)

	Dopplershift (measured in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$)	Dopplershift (measured in $H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$)	Velocity (fitting between cloud model and observations)
Point 3	+4.2 km s^{-1}	+2.1 km s^{-1}	+5 km s^{-1}
Point 4	+1.75 km s^{-1}	-1.75 km s^{-1}	-2 km s^{-1}

technique (Doppler shifts) in $H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$. Therefore we adopted the maps of Doppler shifts in $H\alpha \pm 0.6 \text{ \AA}$ as a good approximation of radial velocities.

Figure 6 represents the time evolution of the quantity $\Delta I(\Delta\lambda)$ during the perturbation of the filament for points 1 and 2. The enhancement of this quantity corresponds to the disappearance of the filament.

Upward velocities vary from 1 to 5 km s^{-1} in the first phase (7:48–7:52) (rising phase) while downward velocities increase with time up to -8 km s^{-1} at 8:04:19 UT (twisting phase).

3. Twisted magnetic flux rope model

We now interpret our observational results in terms of a twisted magnetic flux rope (the filament) embedded in a coronal arcade (in the spirit of Hood and Priest, 1980) (Fig. 7). We focus our study on the western part of the filament, at first exhibiting upflows, and then rotational motions.

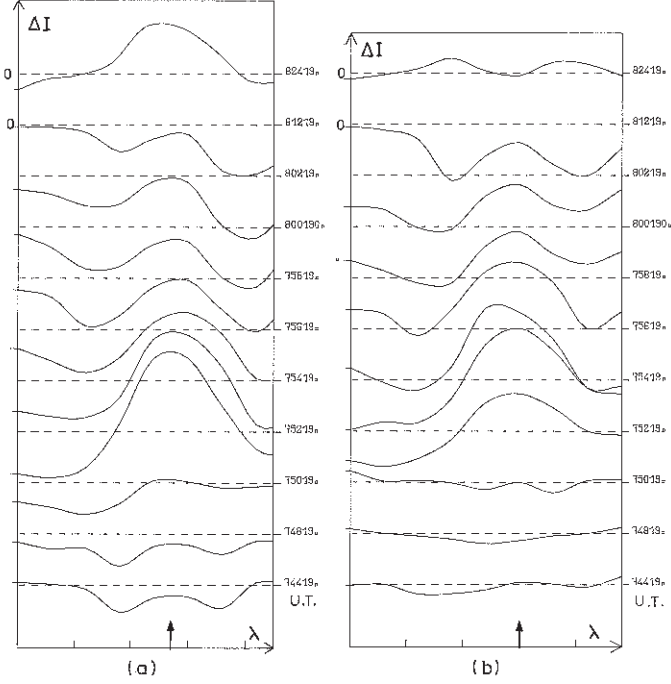


Fig. 6a and b. Variation of $\Delta I(\Delta\lambda)$ for 2 points of the filament versus time. **a** and **b** correspond to points 1 and 2 of Figs. 3 and 4, and arrows indicate the centre of the profiles

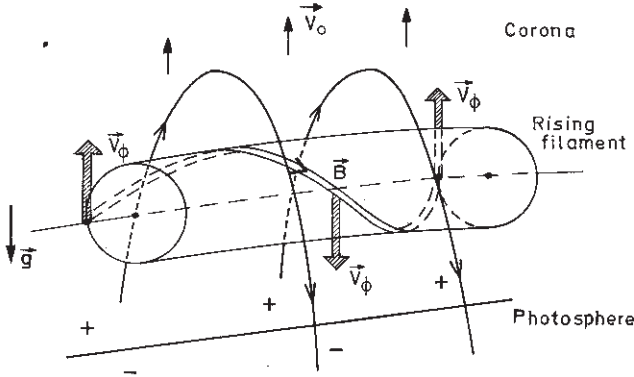


Fig. 7. A sketch of the magnetic flux rope model: the filament (twisted flux tube) lies above the photospheric magnetic inversion line and is embedded in a coronal arcade. Under the effects of the disturbance, the flux rope is rising and expanding, and twisting motions appear as the consequence of expansion. Velocity arrows V_ϕ correspond to upward and downward cells represented by + and - in Fig. 4

So the observational sequence begins with upward motions along the filament. We take this as an indication that, as a result of some disturbance, a part of the twisted magnetic flux rope begins to move upwards. In equilibrium there can be a balance between the upward magnetic buoyancy forces on the flux rope (the ends of which being anchored in the photosphere) and the restraining forces of the overlying magnetic arches connecting the regions of opposite polarity on either side of the filament (Fig. 2). Then a disturbance leading to a weakening of these restraining forces can lead to the observed upward motions. Such a disturbance may be related to the overlying coronal loop, seen from the VLA observations, located along the filament (Fig. 1).

3.1. Magnetic field and equilibrium

As the flux rope moves upwards the external pressure and magnetic field will be lower. The flux rope should then expand. The total axial current I along the flux rope should be conserved if magnetic forces dominate. In that case only a small radial leakage of current will be sufficient to produce the observed twisting motions. Thus the azimuthal magnetic field B_ϕ on any magnetic surface is given by the enclosed axial current (Fig. 8)

$$B_\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

and decreases as the radius r of the flux rope increases.

If the radial structure of the axial field B_z is strictly preserved, conservation of the magnetic flux implies that B_z is inversely proportional to the cross sectional area πr^2 . In that case the number of twists per unit length n of the flux tube given by

$$n = \frac{B_\phi}{2\pi r B_z}$$

would be unchanged by the expansion. However as a result of the expansion the azimuthal field is increased relative to the axial field B_z and this leads to a stronger radial variation of B_z . The magnetic flux is then more concentrated to the centre of the flux rope and B_z is smaller than expected in the outer regions. The number of twists n per unit length is then increased and twisting up motions are expected in the outer region of the loop. In this way the observed twisting motions are a natural consequence of the upward motion and expansion of the twisted magnetic flux rope.

We now adopt a simple model for the magnetic flux rope which includes the essential features. Instead of a distribution of currents we assume that all of the current flows within a current sheet at a radius r_0 , taking a local cylindrical geometry for the flux rope. The magnetic fields are then given by

$$\left. \begin{aligned} B_z &= B_0 \\ B_\phi &= \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

for $r > r_0$, where I is the total constant current along the flux rope. The field inside the current sheet is not twisted and is determined assuming conservation of the magnetic flux ψ . Then for $r < r_0$

$$\left. \begin{aligned} B_z &= \frac{\psi}{\pi r_0^2} \\ B_\phi &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

For radial equilibrium we require total pressure balance across the current sheet, so that, using the above expressions

$$\left(\frac{\psi}{\pi r_0^2} \right)^2 + 2\mu_0 p_1 = \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \right)^2 + B_0^2 + 2\mu_0 P_0, \quad (3)$$

where P_0 , P_1 are the external and internal gas pressures. The external pressure and magnetic field B_0 are determined by the height to which the flux rope has risen. The internal pressure P_1 may be specified assuming a constant temperature, adiabaticity or an energy balance. However, we here assume that the magnetic pressures dominate and we now neglect, for simplicity of the presentation, both P_0 and P_1 .

The condition of total pressure balance gives a relationship between the radius of the flux rope and the external magnetic field.

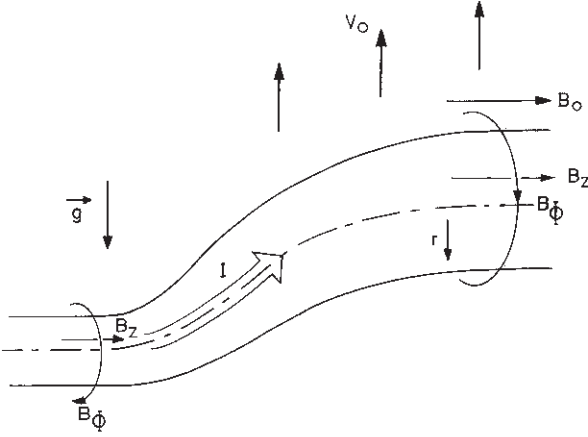


Fig. 8. Schematic representation of magnetic fields inside and outside the flux rope

We may also find an expression for the number of twists per unit length, n . Just outside the current sheet we have

$$n = \frac{B_{\phi 0}}{2\pi r_0 B_0} = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\frac{2\psi}{\mu_0 I} \right)^2 - r_0^2 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

where $B_{\phi 0} = B_\phi(r=r_0)$.

We notice that if the external field $B_0 = 0$ the radius r_0 has a finite maximum value $2\psi/\mu_0 I$. If the radius becomes small the number of twists n tends to a finite minimum value $\mu_0 I/4\pi\psi$.

3.2. Evolution of the twisted magnetic flux rope

From the equilibrium condition (3) we next find that

$$\frac{r_0}{B_0} \frac{dB_0}{dr_0} = - \left[2 + \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0 B_0} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

This allows us to relate responses due to the flux rope expansion to changes in the external magnetic field. In particular if r_0 is increasing, the twisting number $n = B_\phi/2\pi r_0 B_z$ (i.e. the number of turns per unit length of a magnetic field line) increases and there is an associated variation in the rotational velocity V_ϕ along the filament axis (z direction). If we assume that there is no motion in the axial direction ($V_z = 0$), then from the magnetic field geometry (see Fig. 7) the angular coordinate ϕ on a field line originating at ϕ_0, z_0 is given by:

$$\phi - \phi_0 = 2\pi n(z - z_0)$$

and the rotational velocity is hence

$$V_\phi = r_0 \frac{d\phi}{dt} = 2\pi r_0 z \frac{dn}{dt}$$

so that

$$\frac{dV_\phi}{dz} = 2\pi r_0 \frac{dn}{dt}. \quad (6)$$

Using the above relations (4)–(6) we deduce that just outside the current sheet

$$\frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dt} = - \left\{ \left(\frac{2\psi}{\mu_0 r_0 I} \right)^2 - 1 \right\}^{3/2} \left\{ 2 + \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0 B_0} \right)^2 \right\} \frac{dV_\phi}{dz}$$

or using the relationship (4) between n and r_0

$$\frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dt} = - \frac{1 + 2(\pi r_0 n)^2}{4(\pi r_0 n)^3} \frac{dV_\phi}{dz}.$$

Now to complete the chain of arguments we introduce h the vertical scale height for the magnetic field B_0 and ascribe the change in B_0 to the upward velocity V_0 of this flux rope. Thus, we equate

$$\frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dt} = - \frac{V_0}{h}.$$

From the observations we estimate the length of the flux rope for a single twist $n^{-1} \simeq 30,000$ km, the rotational velocity $V_\phi \simeq 5$ km s⁻¹, horizontal gradient $dV_\phi/dz = (5 \text{ km s}^{-1})/(30,000 \text{ km})$, $r_0 = 2000$ km, upward velocity $V_0 \simeq 5$ km s⁻¹. We then have

$$\pi r_0 n = 0.2$$

and hence the vertical scale height of the field B_0 required for self consistency should be

$$h = \frac{V_0}{dV_\phi/dz} \frac{4(\pi r_0 n)^3}{1 + 2(\pi r_0 n)^2} = - \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dz} \simeq 1000 \text{ km}.$$

Clearly if we choose a larger twisting number n , the required scale height is increased.

The rate of variation of the magnetic field B_0 should be, in time

$$\frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dt} = -5.0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

From relation (6), we can deduce the rate of change of the twisting number n per unit length:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{2\pi r_0 n} \frac{dV_\phi}{dz} \approx 4.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}.$$

This corresponds to a vertical scale height of 12,000 km which indicates the upward displacement of the filament required to give a significant change in n . Relationships (4) and (6) provide the rate of change of the radius r_0 of the flux rope:

$$\frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dt} = \frac{1}{(2\pi r_0 n)^3} \frac{dV_\phi}{dz} \approx 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

and its associated height scale is 2000 km.

The rate of change of the azimuthal field B_ϕ comes from Eq. (4):

$$\begin{aligned} \frac{1}{B_{\phi 0}} \frac{dB_{\phi 0}}{dt} &= \left(\frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dt} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} + \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dt} \right) \\ &\approx -2.0 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

which gives a vertical height scale of 2500 km.

Finally, it is possible to determine the rate of variation of the magnetic field B_z inside the flux rope from Eq. (2):

$$\frac{1}{B_z} \frac{dB_z}{dt} = - \frac{2}{r_0} \frac{dr_0}{dt} \approx -5.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Then, the height scale of B_z is about 1000 km.

Thus, we have been able to deduce, *only from velocity measurements*, the main features concerning the evolution of the magnetic field and expansion of the flux rope during the perturbation.

3.3. Energy release

In considering the energetics of the model it is useful to see how the energy due to the presence of the flux rope depends on the radius r_0 . The rate of change of energy per unit length including the external field B_0 is determined by

$$\frac{dW}{dr_0} = \frac{d}{dr_0} \int_0^\infty \left(\frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{B_0^2}{2\mu_0} \right) 2\pi r dr$$

and using the relationships for the field strengths

$$\frac{dW}{dr_0} = -\frac{2\pi r_0}{\mu_0} (B_0^2 + B_{\phi_0}^2) = -\frac{2\psi^2}{\pi\mu_0 r_0^3} < 0.$$

Thus there is a decrease of energy as a result of the expansion of the flux rope even though the flux rope is being twisted up. In principle energy is then being released due to the upward motion of the flux rope. This energy goes to mass motions, heating and gravitational storage.

4. Discussion and conclusions

The vertical velocity field observed with the MSDP spectrograph in H α line during the disturbance of the filament, exhibiting upward motion at first, and then twisting motions, is interpreted as a natural consequence of the expansion, due to the decrease of the surrounding pressure with height, of a rising flux rope. Upward motions may be the result of some disturbance related to the overlying coronal arcades revealed by the VLA observations, and connecting the regions of opposite photospheric magnetic polarity on either side of the filament. Conservation of the current and magnetic flux along the filament then requires twisting motions as the flux rope expands and adjusts to a new radial equilibrium while rising into the corona.

The model has several implications and predicts an axial gradient of azimuthal velocities (roughly determined from present observations). It allows investigation of the evolution of magnetic fields and expansion of the flux rope from only radial equilibrium considerations and velocity determinations. Axial (horizontal) velocities, here assumed to be zero, would also change the winding number n of the flux rope. Limb observations of similar events would be necessary to measure these and would be useful in developing more elaborate models. In order to study the evolution of the velocity field itself along the filament, a dynamical model, including gravity and flow along field lines, would be required.

Also, a more accurate model should incorporate the effect of photospheric line-tying at the footpoints of the filament.

Alternative models for twisting motions in filaments could also be investigated as a consequence of untwisting due to anomalous regions (such as electrostatic double layers, or regions of anomalous resistivity).

Acknowledgements. One of the authors (M.A.R.) would like to thank Observatoire de Paris for financial support of his visit

during which the present work was carried out. The authors thanks Drs. Rayrole, for providing magnetograph map, Tandberg-Hanssen, Lang, Willson, for fruitful discussions, and N. Mein for preliminary results on "cloud model" contrasts. They also thank C. Coutard, R. Hellier, and A. Miguel for the quality of H α data obtained with the MSDP Spectrograph at Meudon. They are also indebted to C. Brechet, G. Servajean, and J. R. Frémy for technical assistance. The data processing has been performed at Observatoire de Paris (Meudon) and Institut d'Optique d'Orsay. It was supported by the INAG ATP "Soleil Actif".

References

- Beckers, J.M.: 1964, Thesis, Utrecht University
- Furth, H.P., Rutherford, P.H., Selberg, H.: 1973, *Phys. Fluids* **16**, 1054
- Gaizauskas, V.: 1984, in *Proceedings of SMM Workshop* (in press)
- Grossman-Doerth, U., Von Uexküll, M.: 1971, *Solar Phys.* **20**, 31
- Heyvaerts, J., Priest, E.R., Rust, D.M.: 1977, *Astrophys. J.* **216**, 123
- Heyvaerts, J., Lasry, J.M., Schatzman, M., Witomsky, G.: 1980, *Lecture Notes Math.* **782**, 160
- Hood, A.W., Priest, E.R.: 1979, *Astron. Astrophys.* **77**, 233
- Hood, A.W., Priest, E.R.: 1980, *Solar Phys.* **66**, 113
- Hood, A.W., Priest, E.R.: 1981, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **17**, 297
- Lang, K.R., Willson, R.F., Gaizauskas, V.: 1983, *Astrophys. J.* **267**, 455
- Malherbe, J.M., Schmieder, B., Mein, P.: 1983a, *Adv. Space Res.* Vol. 2, **11**, 57
- Malherbe, J.M., Simon, G., Mein, N., Mein, P., Schmieder, B., Vial, J.C.: 1983b, *Adv. Space Res.* Vol. 2, **11**, 53
- Martres, M.J.: 1956, *l'Astronomie* **70**, 401
- Martres, M.J.: 1984 (private communication)
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45
- Mein, P., Mein, N.: 1984 (in preparation)
- Moore, R.L., Labonte, B.S.: 1980, in *Proc. of IAU Coll.* **91**, 207
- Moreton, G.E.: 1960, *Astron. J.* **65**, 494
- Mouradian, Z., Martres, M.J., Soru-Escout, I.: 1980, Japan France seminar on Solar Physics proceedings, 195
- Priest, E.R.: 1981, in *Proc. of the 3rd European Solar Meeting*, Oxford, 203, Jordan Ed
- Priest, E.R.: 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*, Chap. 10, Reidel, Dordrecht
- Rust, D.M., Webb, D.F.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 403
- Schmahl, E.J., Hildner, E.: 1977, *Solar Phys.* **55**, 473
- Schmahl, E.J., Mouradian, Z., Martres, M.J., Soru-Escout, I.: 1982, *Solar Phys.* **77**, 121
- Schmieder, B., Martres, M.J., Mein, P., Tandberg Hanssen, E.: 1984, *Solar Phys.* (in press)
- Simon, G., Mein, N., Mein, P.: 1984, *Solar Phys.* (in press)
- Webb, D.F., Jackson, B.V.: 1981, *Solar Phys.* **73**, 341
- Xiaoma, G., Boshu, L., Yougi, D., Suchman, L., Zhi, L.: 1982, Communication presented at COSPAR meeting, Ottawa, Canada

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

M. A. RAADU

Royal Institute of Technology, Department of Plasma Physics, S-100 44 Stockholm, Sweden

J. M. MALHERBE, B. SCHMIEDER, and P. MEIN

Observatoire de Paris, Section de Meudon DASOP - UA 326, 92 195 Meudon Principal Cedex, France

(Received 22 July; in revised form 9 February, 1987)

Abstract. $H\alpha$ observations, using the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) spectrograph operating on the Meudon Solar Tower, have been made of an active region filament which undergoes a 'disparition brusque'. The period of observation was from 10 : 45 to 13 : 30 UT on 22 June, 1981. Velocity and intensity fluctuations in $H\alpha$ were measured. The proper motions of ejecta were followed allowing their trajectories and vector velocities to be determined. To model the dynamics of ejecta several models using thermal or magnetic driving forces are compared. The most promising model explains the motion as the consequence of magnetic stresses acting on an isolated magnetized plasmoid in a diverging flux tube.

1. Introduction

Quiescent prominences, which appear as filaments on the solar disk, are long sheet-like structures of cool matter suspended in the solar corona. Generally, they develop slowly and persist for several months. From time to time they may, however, be strongly disturbed and disappear (as an $H\alpha$ -structure) as the result of what is termed a 'disparition brusque' (DB). The disappearance may be caused by heating or by dynamical processes (Mouradian *et al.*, 1986). During a thermal DB heating raises the temperature of the prominence material so that it is no longer visible in $H\alpha$ (Malherbe *et al.*, 1983a). During a dynamical DB the activated prominence becomes strongly unstable and material is ejected at high velocity. The dynamics of ejected matter as the consequence of such a filament disturbance is the subject of this paper. DB's may occur for both old quiescent prominences distant from active regions and also for active region filaments. Active region DB's are often associated with flares which may act as a trigger providing a large amplitude perturbation. An intrinsically stable prominence may be expected to respond by oscillating. Kleczek and Kuperus (1969) develop a model for horizontal oscillations in prominences which agrees well with observations. Current sheet models such as that of Kuperus and Raadu and Kuperus, 1973; Kuperus and Raadu, 1974; Raadu, 1979) imply magnetically stored energy which may be released as kinetic energy. Van Tend and Kuperus (1978) have shown how instabilities can develop for currents supporting prominence material. Priest and Heyvaerts (1974) argue that the development of plasma turbulence can destabilise a current sheet containing prominence material. Rust *et al.* (1975) present observational evidence that the rapid emergence of new magnetic flux may be a trigger for filament activation and flaring. Emerging flux can be expected to lead to current sheet formation in the corona. Simon *et al.* (1984) suggest that the emergence of new magnetic flux and associated reconnection processes

may be the underlying cause of the preflare activity which they have observed in a solar prominence. In the present paper we will not consider the total 'disparition brusque' phenomenon. Instead, we will consider the local dynamics of ejecta produced in a DB. Our investigation should, however, provide further clues to the large scale properties of DB's.

Observations were made of the velocity fields and intensity fluctuations in $H\alpha$ during a DB. The proper motion of isolated condensations within the filament were followed and in combination with the Doppler shift measurements, it was possible to deduce the vector components of the velocity and the trajectory of the moving condensations (cf. Malherbe *et al.*, 1983b).

We examine both pressure and magnetic driving mechanisms for the mass motions. Steady siphon flows of the type used by Meyer and Schmidt (1968) are considered. A piston model in which a blob of cold material is accelerated by the pressure of hot coronal plasma (cf. the 'coronal bullets' of Karpen *et al.*, 1982) is also tested against the observations. Possible magnetic mechanisms investigated here are the expansion of a 'magnetic spring' and acceleration of a magnetized plasmoid. The latter model seems most promising in the present case.

2. Observations and Data Reduction

2.1. INSTRUMENTS

A large filament (11 arc sec long), located north-west of NOAA (Boulder) active region 3170 (N15, E15) was observed during 3 days on 21, 22, 23 June, 1981 by the $H\alpha$ spectroheliograph and the 3 wavelength heliograph ($H\alpha \pm 0.75 \text{ \AA}$), at Meudon Observatory. It was also observed on 22 June, 1981 by the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) spectrograph operating at the Meudon solar tower (Mein, 1977) and by the radioheliograph (169 MHz) (Radioheliograph Group, 1983) and by the numerical multichannel radiospectrograph (152 to 468 MHz) operating at Nançay (Dumas *et al.*, 1982).

2.2. MORPHOLOGICAL EVOLUTION OF THE FILAMENT

The observed filament consists of two different sections noted (a) and (b) on the $H\alpha$ spectroheliogram obtained on 22 June, 1981 (Figure 1(a)). The SDP observations show that section (a) is disappearing, the southern part first, on the same day between 10 : 45 to 13 : 30 UT while section (b) is stable. On the next day, the section (a) has reformed but the section (b) has completely disappeared (Figure 1(b)).

The radio data show that type I storms and type III bursts occur between 07 : 46 to 13 : 52 UT during the 'disparition brusque' of section (a) but they are located in the vicinity of section (b). These events precede a large flare located in the active center between the two sunspots at 14 : 45 UT.

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

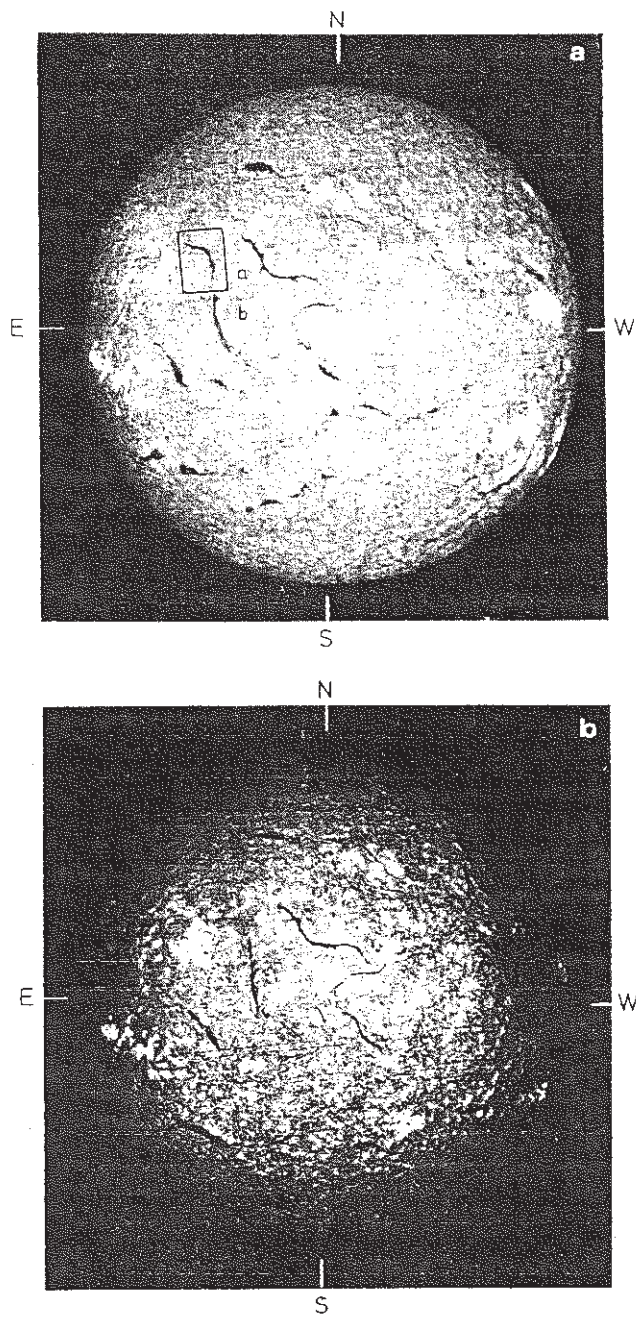


Fig. 1. Spectroheliograms in H α line (Meudon): (a) 22 June, 1981, (b) 23 June, 1981. The two components (a) and (b) of the disappearing filament are indicated. Part (a) is no more visible on June 23.

2.3. MSDP TECHNIQUE

The MSDP provided nine simultaneous intensity images in the $H\alpha$ profile with a spatial resolution of the order of $1''$. Because of the nature of the instrument the position in the line profile is a function of position in the field of view. These data allow us to construct a line profile for each point in the 2D field of view. To reduce the data we first construct a mean profile $I_0(\lambda)$ over the quiet Sun regions of each elementary field of view of the MSDP ($1' \times 8'$). For the mean profiles and the profile of each point $I(\lambda)$, we then find the points in the profiles where the half width is 0.3 \AA . The wavelength shift between each $\pm 0.3 \text{ \AA}$ chord is used to calculate the radial velocity V , and the intensity shift between the two chords determines the relative intensity ΔI (lambda-meter technique). A global field of view of $5' \times 8'$ is obtained by a juxtaposition of five elementary fields observed within 1 mn in time.

2.4. THE DB OF THE FILAMENT ON 22 JUNE, 1981

Figure 2 shows maps of MSDP intensity fluctuations and radial velocities in $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ at 3 different times covering the DB of section (a) during the disappearance, which begins in the southern part; slow upward motions are observed inside the filament ($V < 6 \text{ km s}^{-1}$) while slow downward motions occur at its edges. The lifetime of the upward motions is large, about 1 hr; that of downward motions is short, about 5 mn.

The asymmetry of the $H\alpha$ profiles in the filament (Figure 3) with more absorption in the blue wing than in the red wing, indicates thin threads, with high upward radial velocities (material ejecta).

3. Dynamics of Material Ejecta

3.1. CONTRAST INTERPRETED USING BECKERS' (1964) CLOUD MODEL

In order to find the values of the upward radial velocities of the filament we interpret the $H\alpha$ contrasts ($C = \Delta I/I_0(\lambda)$) where $\Delta I(\lambda) = I(\lambda) - I_0(\lambda)$ using Beckers' cloud model as we have done previously for surges (Schmieder *et al.*, 1983, 1984).

If the source function S is assumed to be constant in the cloud, its contrast is given by

$$C(\Delta\lambda) = \left[\frac{S}{I_0} - 1 \right] [1 - \exp(-t(\Delta\lambda))],$$

where $t(\Delta\lambda)$ is the optical thickness of the cloud:

$$t(\Delta\lambda) = t_0 \exp \left[- \frac{(\Delta\lambda - \Delta\lambda_1)^2}{\Delta\lambda_0} \right],$$

where $\Delta\lambda_0$ is the line broadening parameter and $\Delta\lambda_1$, the Doppler shift of the cloud.

If we assume that the absorbing feature is optically thin and its source function very low, we can deduce $\Delta\lambda_1$ directly, $\Delta\lambda_1$ represents the distance between the centers of the

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

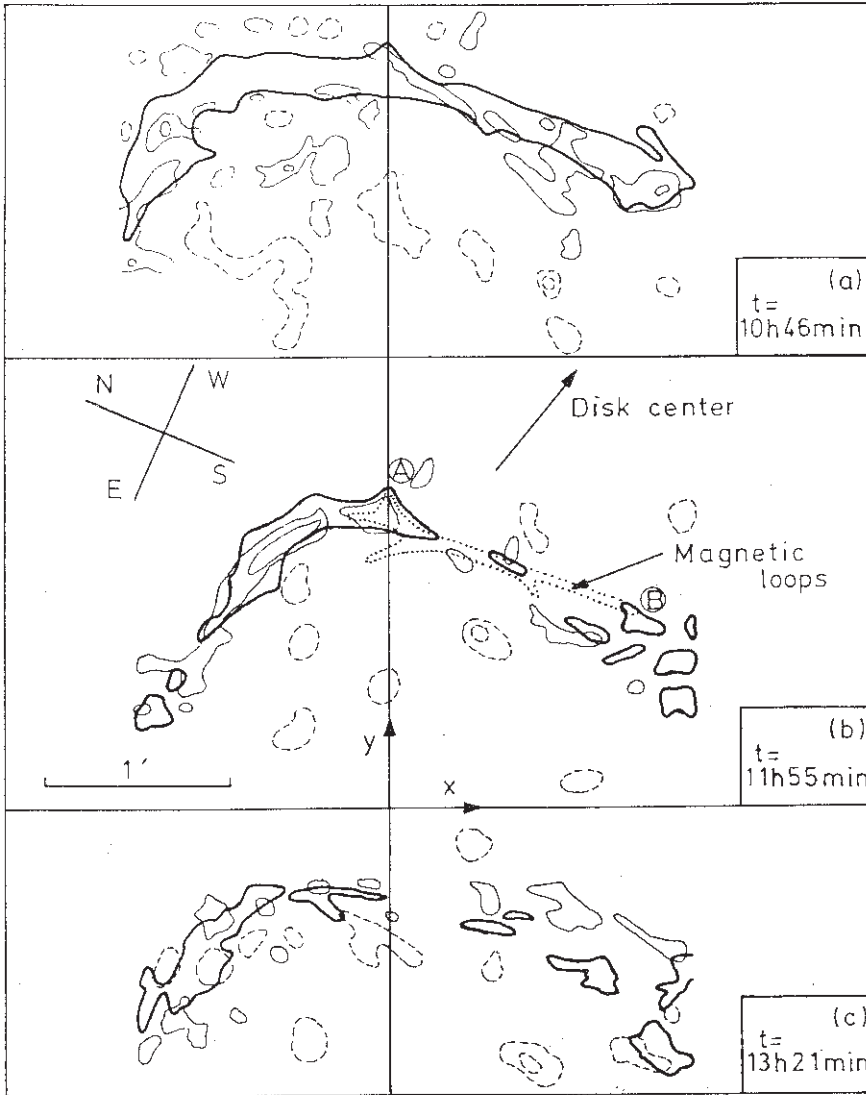


Fig. 2. Isocontours of $H\alpha \pm 0.3 \text{ \AA}$ intensities (thick line) of the filament and Doppler shifts (blue shifts = thin line/red shift = dashed line). Velocity levels are $\pm 1, \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. (a) 10 hr 46 min UT; (b) 11 hr 55 min UT; (c) 13 hr 21 min UT.

$I_0(\lambda)$ profile and of $C(\lambda)$ (see Figure 3). It gives an upper value of the radial velocity of the material ejecta.

3.2. DYNAMICS OF MATERIAL EJECTA INSIDE A MAGNETIC LOOP DURING THE DB

Using the preceding technique we obtain maps of intensity $\Delta I_{\Delta\lambda_1}$ (Figure 4), and radial velocity $V_r = c\Delta\lambda_1/\lambda$ of section (a). Small thin threads of high velocity are visible in the

M. A. RAADU ET AL.

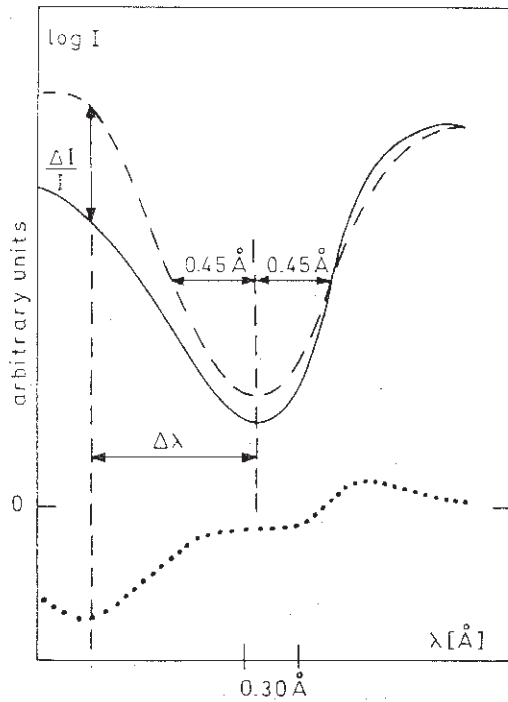


Fig. 3. 'Cloud model' interpretation of line profiles in the filament: mean chromospheric profile $I_0(\lambda)$, -----; observed current profile $I(\lambda)$, ———; $[I(\lambda) - I_0(\lambda)]/I_0(\lambda)$, The intensity ΔI and velocity V_r of the cloud are reported.

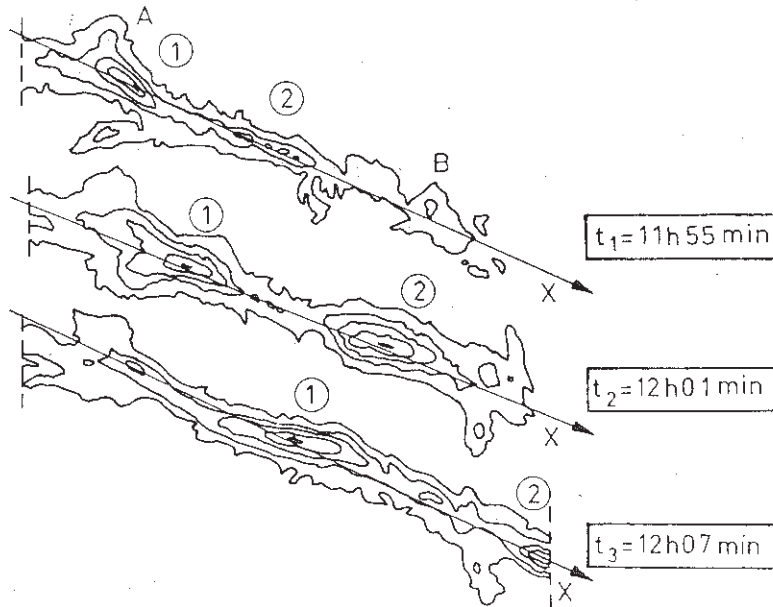


Fig. 4. 'Cloud model' intensity of the filament: (a) 11 hr 55 min UT; (b) 12 hr 01 min UT; (c) 12 hr 07 min UT. Two moving dark plasmoids (denoted 1 and 2) are detected.

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

southern part (see Figure 2(b) where their contours are superposed between points AB at time $t = 11$ hr 55 min). These fine structures can be considered as motions along a magnetic loop in a plane parallel to the line-of-sight. The motions have been studied during 12 mn with a time step of 1 mn. Only one foot of the loop (upward motions), point A in Figure 2(b), is visible on the MSDP field of view, the second one (downward motions) is outside of the field (section (b)) but is visible in the 3λ heliograph observations. Simultaneously type III bursts are observed at the same location suggesting a large velocity loop with particle acceleration. This loop, parallel to the filament seems to be closely related to its structure and support.

We present in Figure 4 the evolution versus time of the AB magnetic loop intensity. Two points of maximum absorption (denoted 1 and 2) can be considered as fluid particles and followed in the plane on the solar disk, giving the motions along the horizontal x -direction. Here we also notice the decreasing absorption of the filament at the location of the foot of the loop versus time (point A Figure 2(b)). It suggests a pumping of the filament material into the loop. Intensity and radial velocity cross sections at different times along the x -axis (Figure 5) allow us to calculate the velocity vector $V = (V_x, V_z)$ in the plane (x, z) of the loop (z being the vertical axis), using the heliographic coordinates of the filament to correct the radial and horizontal velocity

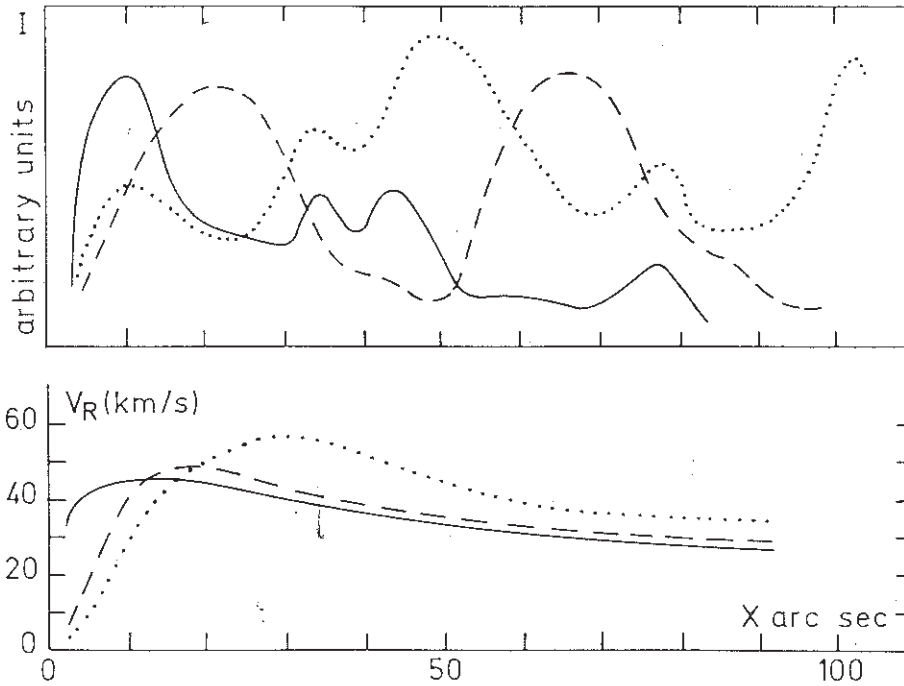


Fig. 5. Cross-sections of 'cloud model' intensity and velocity along the filament (x -direction); thick line: 11 hr 55 min UT; dashed line: 12 hr 01 min UT; dotted line: 12 hr 07 min UT.

M. A. RAADU ET AL.

components for the perspective effect. This result has been plotted in Figure 6(a-c) for particle 1.

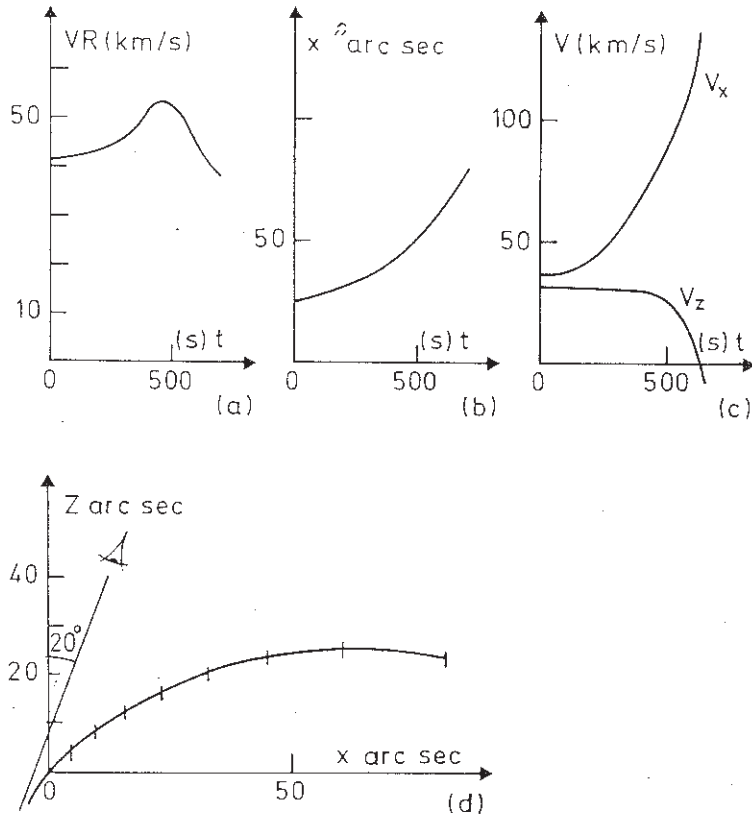


Fig. 6. Velocity vector and trajectory of the condensaton (fluid particle): (a) radial velocity as a function of time; (b) location on the Sun as a function of time (proper motion); (c) velocity vector as a function of time; (d) trajectory.

From our knowledge of the vector \mathbf{V} we deduce the variation of the vector \mathbf{V} and of the altitude z of the fluid particle (prominence condensation) versus the curvilinear coordinates along the loop (Figure 7).

In order to understand the dynamics of the plasmoid in the loop, we now investigate the acceleration provided by different mechanisms and driving forces, namely *stationary* siphon flows, then pressure or magnetic *pulses* at the base of a loop, and finally we consider the ejection of a magnetized plasma under the action of magnetic stresses in a diverging flux tube

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

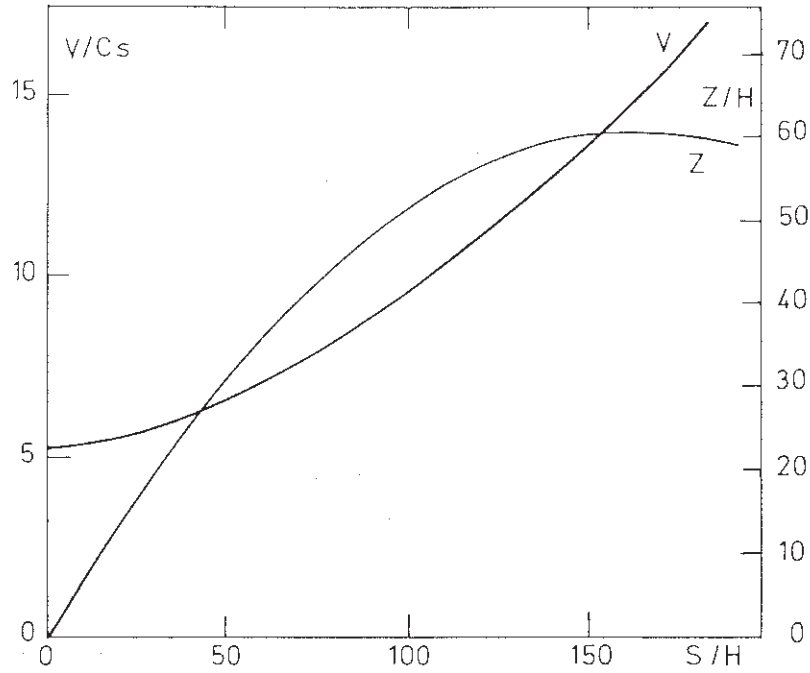


Fig. 7. Velocity and altitude of the condensation (fluid particle) as functions of the curvilinear abscissa s along the loop (trajectory). The velocity is normalized to the $H\alpha$ sound speed, and the altitude to the $H\alpha$ scale-height.

4. Mass Acceleration by Gas or Magnetic Pressure Pulse Mechanisms

4.1. STATIONARY SIPHON FLOW MODELS

There is an extensive literature concerned with siphon flows in the context of mass motions in the solar atmosphere. Meyer and Schmidt (1968) discussed the Evershed motion as a siphon flow. Parker (1976) has considered the more complex situation of the dynamical equilibrium for flux tubes at photospheric levels where the magnetic field is given by radial pressure balance. Dynamical models of prominences based on the siphon mechanism have been proposed by Pikel'ner (1971), Ribes and Unno (1980), and Poland and Mariska (1986). The analysis of Cargill and Priest (1980) is also relevant. Here we will only consider the simplest models, our aim being to make direct comparisons with our observational results.

For isothermal steady flow we have the Bernoulli integral

$$\frac{V^2}{2} + \frac{kT}{m} \log \rho + gz = \text{const.},$$

where z is the altitude at a point along the flux tube. This may be rewritten as

$$\frac{\rho}{\rho_0} = e^{-2z/H} e_0^{-(M^2 - M_0^2)/2},$$

where the subscript 0 refers to foot point values. For a density scale height $H = C_s^2/g \simeq 300$ km, $z/H \simeq 100$, and with Mach numbers $M_0 < 1$, $M = 10$ (from observations), we can relate quantities between the top and bottom of the loop. Hence, $\rho/\rho_0 \simeq 10^{-65}$ and (from mass conservation) we would require a divergence in the cross-section σ of the loop, $\sigma/\sigma_0 \simeq 10^{64}$. This is not compatible with observation.

For adiabatic flow ($\gamma = \frac{5}{3}$) the Bernoulli integral is

$$\frac{V^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_0}{\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} + gz = \text{const.},$$

from which we obtain

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{z}{H} - \frac{M^2 - M_0^2}{2} (\gamma - 1) \right]^{1/\gamma-1}.$$

This implies a *maximum height* Z_m (given by $\rho = 0$) with an *upper limit* (given by $M = 0$). For example $Z_m < 2.5H$ (with $M_0 = 0$) and $Z_m < 3.33H$ (with $M_0 = 1$).

Clearly stationary isothermal or adiabatic flows cannot account for observations. Time dependant processes need to be investigated, as well as siphon flows including a full energy equation (with conduction, radiation, and heating). This last point will be the topic of a further paper. Now we focus on time-dependent mechanisms as the response of the atmosphere to a pressure or a magnetic pulse.

4.2. PRESSURE PULSE: AN ORDER OF MAGNITUDE MODEL (THE 'PNEUMATIC SPRING')

We consider a simple model in which the dense blob of cool material (prominence condensation) is assumed initially to be in equilibrium and supported against gravity by the pressure of the photospheric layers at a point $s = s_0$, where s is the curvilinear coordinate along the loop (see Figure 8). The cross-section of the loop σ is assumed to be a constant. For the initial equilibrium we have

$$P_0 \sigma = mg \left(\frac{dz}{ds} \right)_0,$$

where m is the total mass of the blob and $(dz/ds)_0$ is the slope of the loop at the initial point $s = s_0$. Here we will neglect the coronal pressure above.

At time $t = 0$ the pressure P_0 is supposed to increase suddenly ($P_0 \rightarrow P'_0$) due to a local change of the boundary conditions (heating) in the photospheric layers. The blob will

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

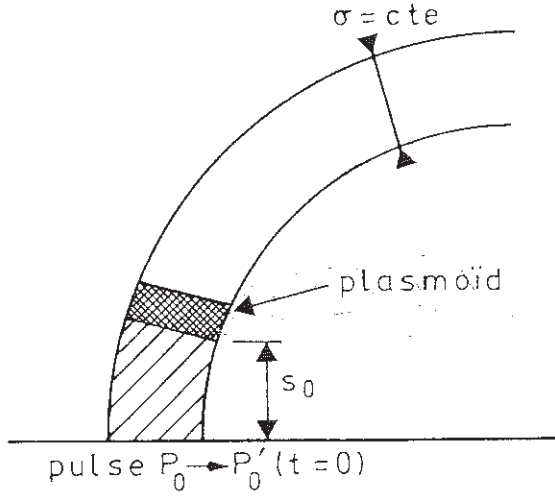


Fig. 8. A schematic picture of the gas pressure pulse mechanism in a loop.

begin to move and we may use the momentum equation

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = P \sigma - mg \frac{dz}{ds}.$$

As a specific example we will assume that the enhanced pressure P'_0 occurs over one scale height, i.e., for $0 < s < H$ and that the blob is initially at $s_0 = H$. As the blob moves upward the volume $s\sigma$ occupied by the underlying hot material increases. For isothermal expansion we have $P = P'_0 s_0/s$. Using the equilibrium condition for $P = P_0$ the momentum equation may now be rewritten

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = \left\{ \frac{P'_0}{P_0} \frac{s_0}{s} \left(\frac{dz}{ds} \right)_0 - \frac{dz}{ds} \right\} mg.$$

Notice that for $s = s_0$, $P'_0 = P_0$ (no pressure enhancement) we recover the equilibrium condition. The pressure enhancement P'_0/P_0 initially provides an acceleration which then decreases as the driving gas expands (s increases). We integrate this equation along the observed trajectory ($z(s)$ is known) for different values of the pressure enhancement P'_0/P_0 varying from 3 to 30, and with $s_0 = H$. The results are displayed in Figure 9. A strong pulse is necessary to accelerate the blob up to the loop summit. The form of the velocity curve disagrees with the observed case. From the computations the acceleration is strong at the foot point and diminishes along the loop. On the contrary, the observed acceleration is almost constant. We need to find another kind of mechanism to fit well with the observations.

M. A. RAADU ET AL.

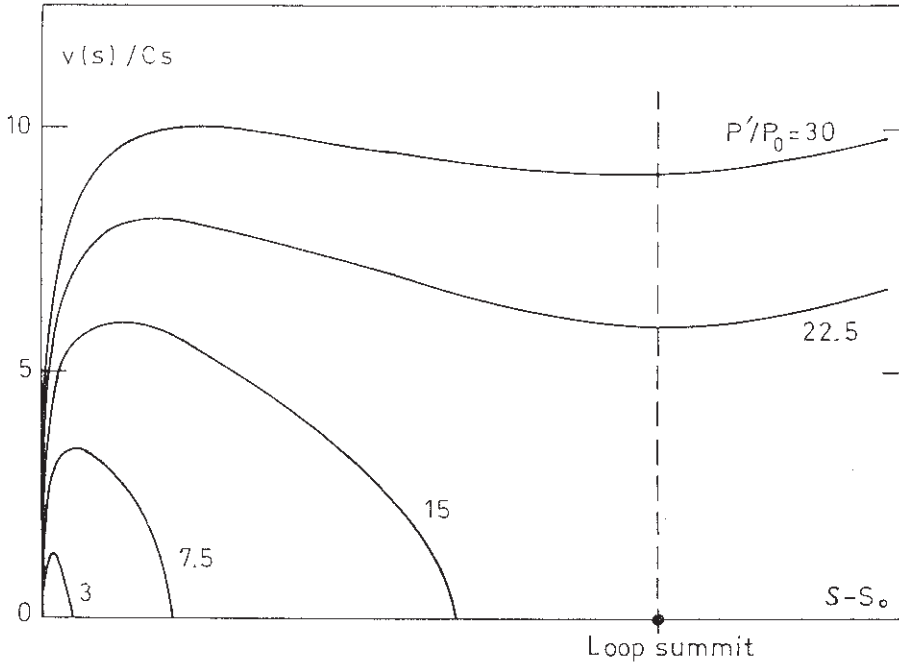


Fig. 9. Velocity as a function of the curvilinear abscissa s along the loop predicted by the gas pressure pulse mechanism ($\Delta P/P = 3, 7.5, 15, 22.5$, and 30).

4.3. MASS ACCELERATION BY MAGNETIC PULSE IN A CONSTANT CROSS SECTION TUBE ('THE MAGNETIC SPRING')

We investigate in this section the response of the atmosphere to a sudden twist at the foot point of a magnetic tube. We assume that, at time $t = 0$, the magnetic field at the foot point of the tube is twisted by angle ϕ . The condensation (blob) is assumed to be located between the region of uniform twist and the region of non-twisted field lines (see Figure 10). So the magnetic energy suddenly stored below the prominence condensation at the footpoint of field lines is converted in kinetic energy as the condensation moves outwards. The magnetic energy stored in a uniform twisted and force-free magnetic tube of constant cross-section, length L and radius R is given by

$$W = B_0^2 \frac{\pi L^3}{2\gamma_0 \phi^2} L_n \left(1 + \frac{R^2}{L^2} \phi^2 \right) = \frac{\pi L}{\gamma_0} \int_0^R B^2(r) r dr$$

with

$$\mathbf{B} = [0, B_\theta(r), B_z(r)]$$

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

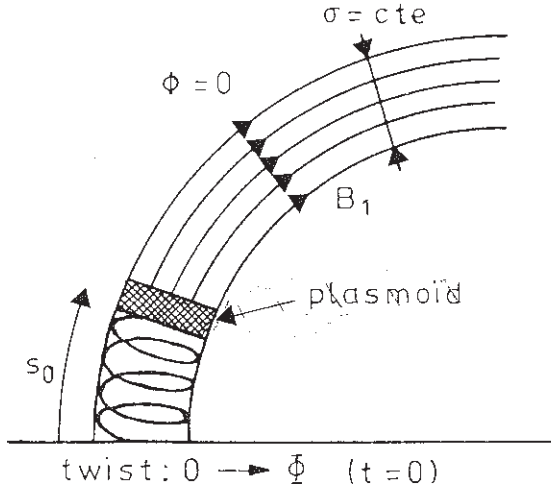


Fig. 10. A schematic picture of the magnetic pressure pulse mechanism in a loop.

and

$$B_{\theta} = B_0 \phi \frac{r}{L} \frac{1}{1 + \phi^2 r^2 / L^2},$$

$$B_z = B_0 / (1 + \phi^2 r^2 / L^2).$$

B_0 is the magnetic field along the axis of the loop.

We now assume that the magnetic field in the non-twisted part of the tube (above the condensation) is uniform and takes the value B_1 . The conservation of the magnetic flux gives

$$B_0 = B_1 \frac{\phi^2 R^2}{L^2} \frac{1}{L_n \left(1 + \frac{R^2 \phi^2}{L^2} \right)}$$

and the magnetic energy stored in the non-twisted part, of length L' , is

$$W' = \frac{B_1^2}{2\gamma_0} \pi R^2 L'.$$

The driving force against gravity is then given by

$$F(s) = - \frac{\partial}{\partial s} (W + W')$$

$$F(s) = - \frac{\partial}{\partial s} \frac{B_1^2}{2\gamma_0} \frac{\pi R^4}{s} \frac{\phi^2}{L_n \left(1 + \frac{R^2 \phi^2}{s^2} \right)} + \frac{B_1^2}{2\gamma_0} \pi R^2.$$

M. A. RAADU ET AL.

Using the same notation as in Section 4.2, ($\sigma = \pi R^2$), we obtain the equation of motion:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{B_1^2}{2\gamma_0} \sigma f(s) - mg \frac{dz}{ds},$$

where m is the mass of the condensation, and

$$f(u) = 1 + \frac{1}{\xi L_n \left(1 + \frac{1}{\xi}\right)} - \frac{2}{(1 + \xi) L_n \left(1 + \frac{1}{\xi}\right)}$$

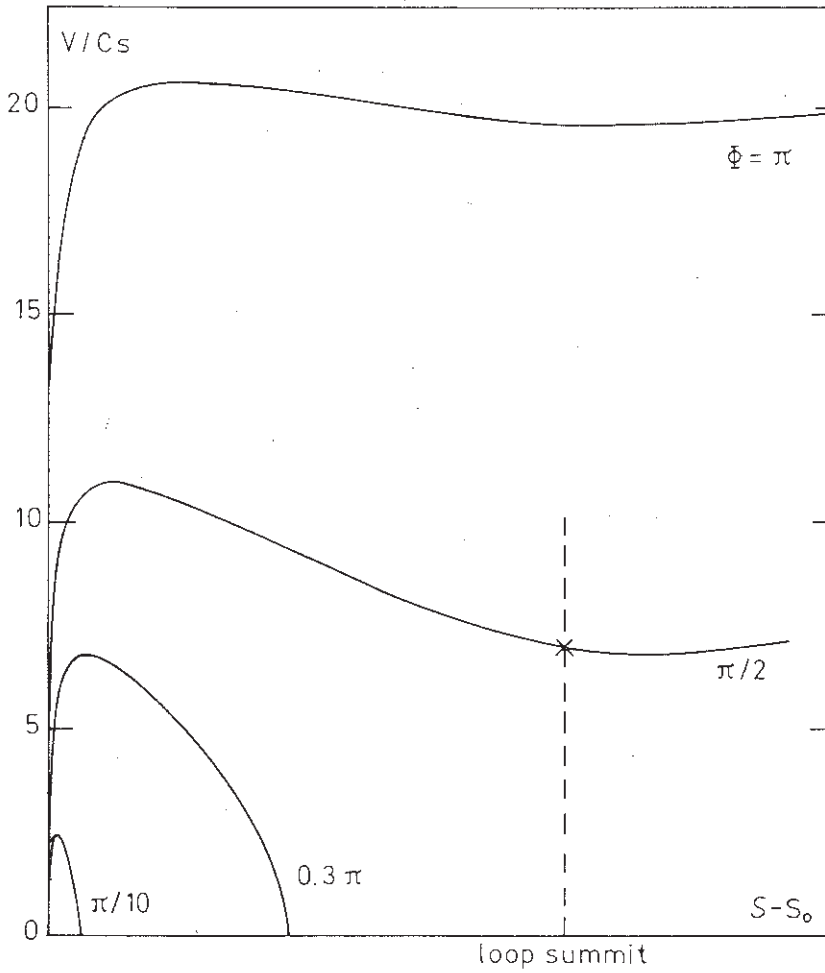


Fig. 11. Velocity as a function of the curvilinear abscissa s along the loop predicted by the magnetic pulse mechanism (twist $\phi = \pi/10, 0.3\pi, \pi/2$, and π).

with

$$\xi = \frac{s^2}{R^2 \phi^2} ;$$

s_0 is the initial height of the twisted region. We integrate this equation along the observed trajectory ($z(s)$ is known) for different values of the twist ϕ . Results are displayed in Figure 11 for twists varying from $\pi/10$ to π . In this computation, we have taken $s_0 = H$. The results are comparable to those obtained with a pressure pulse: the behaviour of the velocity curve disagrees with the observed one, and clearly shows that it is necessary to investigate another kind of acceleration process.

5. Magnetic Acceleration of Plasmoïds

We now consider the behaviour of 'plasmoïds', magnetically isolated plasma clouds. Such clouds are acted on by forces due to the distortion of the ambient magnetic fields. Schlüter (1957) considered the simplest case namely that of a non-magnetized cloud moving through the coronal magnetic field. The material behaves as a diamagnetic body and is accelerated in the direction of decreasing magnetic field strength ('melon seed' mechanism). In this case the internal plasma pressure must on average balance the external magnetic and gas pressure. This means that the kinetic energy gained by the cloud is comparable to its thermal energy content and is consequently limited. Altschuler *et al.* (1968) proposed a surge mechanism based on numerical studies of the motion of plasma in the form of a vortex ring carrying a ring current. They found that in this case a (magnetized) plasma cloud may be expelled at the Alfvén velocity. The computed results were for an incompressible plasma. Pneuman (1983) has made a detailed analytical study of the motion of diamagnetic plasmoïds in the solar wind. The plasmoïds are modelled as cylindrical bodies with elliptical cross section and contain an internal magnetic field. The velocity of the solar wind is significantly increased if the effects of such diamagnetic plasmoïds are included. Dermendjiev (1984) has proposed an MHD-vortex as a model for solar photospheric bright points.

Useful information about the production, structure, and stability of plasmoïds is available from plasma experiments and fusion research on plasma confinement. The production of plasmoïds in the form of magnetized plasma rings has been studied in a series of experiments by Lindberg and Jacobsen (1964) and Alfvén and Lindberg (1975). Magnetically driven instabilities are observed which change the internal structure, but the lifetime of the plasma is nevertheless unexpectedly long. The spontaneous production of magnetized plasma rings is also seen in the plasma gun experiments of Turner (1970). Plasma rings have recently become of interest for fusion research as an example of a compact torus (CT) configuration. The classical spheromak solution discussed by Rosenbluth and Bussac (1979) will also be used here as a first approximation to the structure of a magnetized plasmoïd. They showed that for a fixed boundary the spheromak is marginally stable for all ideal MHD modes even implicitly including tearing modes. Their treatment of surface and pressure driven modes is not immediately

applicable to the solar case where the plasmoid is moving through the external coronal plasma. They found absolute stability for a slightly compressed structure *K* (oblomak), but for a slightly elongated structure ('prolomak') a tilting instability appears tending to rotate the structure by 90° to a new stable configuration. Their results are extended by Finn and Manheimer (1981) and agree with the experiments of Jarboe *et al.* (1980). Rosenbluth and Bussac (1979), however, note that the tilting instability does not occur for reversed θ -pinches despite their elongated structure. Earlier Bartoli and Green (1963) argued, in the context of θ -pinch experiments, that an elongated cigar-shaped structure should be stable to tilting. Clearly there must be a strong dependence on external boundary conditions. In the solar case it may be argued that the magnetized coronal plasma, due to its inertia, provides a form of line tying. Simulation studies by Hayashi and Sato (1984) have shown that line-tying can stabilize spheromak tilting.

Having in mind the production of plasmoids in theta-pinch experiments, it is interesting to reconsider the scenario proposed by Sturrock (1972) for surge flares and spicules. The basic idea is that during the emergence of magnetic flux, an individual flux tube may be hooked into the photosphere forming a coronal loop embedded in a more or less homogeneous field. At the re-entry point of the flux tube the magnetic polarity must be opposite to that of the surrounding photosphere as is often observed for surges (cf. Rust, 1968). Locally we then have a theta-pinch configuration with a roughly cylindrical current sheet separating regions of upward and downward magnetic fields. Sturrock argues for reconnection at a circular neutral line releasing flare-energy and leading to a surge ejection in the overlying fields. However, tearing modes would lead to current rings of the type observed in experiments, which could equally well be described as plasmoids. If the original flux tube was twisted the resulting plasmoids could well contain force-free fields of the type proposed in this paper.

Here we will now consider the motion of a spherical plasmoid containing an internal magnetic field (Figure 12). This geometry is chosen for simplicity and in a real situation a non-spherical structure may be more stable. An essential feature of our model is that we will assume that the internal field is nearly force-free. The magnetic energy can then in principle greatly exceed the plasma thermal energy, allowing for acceleration to *highly supersonic* velocities even if the contained matter is at low prominence temperatures. This feature may be contrasted with the case of a non-magnetized plasmoid which must contain high-temperature plasma in order to obtain large velocities.

In order to have a specific magnetic field configuration we follow Rosenbluth and Bussac (1979) and choose a constant- α force-free field where

$$\mathbf{j} = \alpha \mathbf{B}.$$

The spheroidal solutions, discussed for example by Lüst and Schlüter (1954), may be written in the form

$$\mathbf{B} = \text{rot} \left(\frac{\psi e \varphi}{r \sin \theta} \right) + B \varphi e \varphi, \quad (1)$$

MATERIAL EJECTA IN A DISTURBED SOLAR FILAMENT

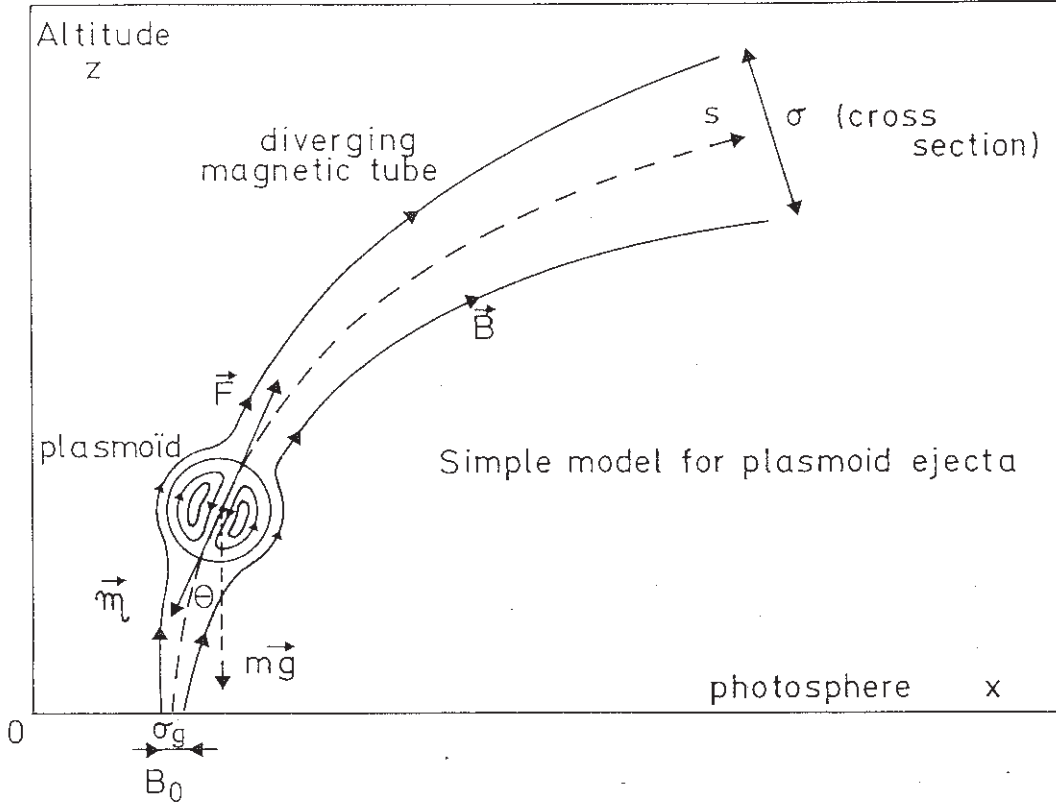


Fig. 12. A schematic picture of the acceleration mechanism of a magnetized plasmoid in a loop.

where the poloidal flux function ψ is given by

$$\psi = \psi_p \left\{ \frac{\sin \alpha r}{\alpha r} - \cos \alpha r \right\} \sin^2 \theta$$

and the toroidal (azimuthal) field B is then

$$B_\phi = \frac{\alpha \psi}{r \sin \theta}.$$

We use this force-free solution inside the first spherical surface given by $\psi = 0$ so that the plasmoid radius r_p is given by the first non-zero root of $\tan(\alpha r_p) = \alpha r_p$ (This ensures a simple toroidal topology. There are in fact infinitely many roots corresponding to nested sets of toroids). The ambient coronal magnetic field (for $r > r_p$) is to a first approximation taken to be uniform with a dipole distortion with, therefore, $B_\phi = 0$ and

$$\psi = \psi_c \left\{ \frac{r^2}{r_p^2} - \frac{r_p}{r} \right\} \sin^2 \theta.$$

M. A. RAADU ET AL.

The dipole moment is $4\pi\psi_c r_p/\mu_0$.

Since we assume that pressure effects are small, any current layer on the $\psi = 0$ surface may be neglected and equilibrium requires that the magnetic field is continuous at $r = r_p$ so that

$$\psi_p = \frac{3\psi_c}{(\alpha r_p) \sin(\alpha r_p)} = \left\{ \frac{3}{(\alpha r_p) \sin(\alpha r_p)} \right\} \frac{B_c r_p^2}{2}, \quad (2)$$

where B_c is the uniform part of the external (i.e., coronal) field and we have used the condition $\psi(r_p) = 0$. For high electrical conductivity we may assume conservation of the internal poloidal and toroidal fluxes so that $\psi_p = \text{constant}$ and $B_\phi r_p^2 = \text{const.}$ for any given values of αr and θ (this follows automatically if $\psi_p \cong \text{constant}$). The force-free structure remains the same apart from a change of scale given by

$$r_p \sim B_c^{-1/2} \quad \text{and} \quad \alpha \sim B_c^{1/2}.$$

We note that the dipole moment is independent of the internal field structure:

$$\frac{4\pi\psi_c r_p}{\gamma_0} = 2\pi r_p^3 \frac{B_c}{\gamma_0}.$$

The argument we have presented can be generalised in a straightforward way for the case of an internal force-free field with α depending on the particular field line considered. A uniform expansion of the field leads to a similar structure with αr unchanged on corresponding field lines.

The net magnetic force on the plasmoid may be found by integrating the Maxwell-stress over the surface, knowing the magnetic field at the surface. However, in the case we treat here of a spherical plasmoid, the effect of the internal currents at the surface is equivalent to that of a dipole. In a non-uniform external field the force is then directly given by that on the equivalent dipole with a component along the field,

$$F = -2\pi r_p^3 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{B_c^2}{2\gamma_0} \right).$$

We rewrite this in the form

$$F = -\frac{3}{2} V B_c^{3/2} \frac{\partial}{\partial s} \left(2 \frac{B_c^{1/2}}{\gamma_0} \right),$$

where V is the plasmoid volume. Flux conservation ($B_c r_p^2 = \text{const.}$) then implies that $V B_c^{3/2}$ is a constant. The equation of motion of the plasmoid along the flux tube is, therefore

$$m\ddot{s} = -\frac{3}{2} V_0 B_{c0}^{3/2} \frac{\partial}{\partial s} \left(2 \frac{B_c^{1/2}}{\gamma_0} \right) - mg \cos \theta,$$

with

$$v = \frac{ds}{dt} \quad \text{being the velocity;}$$

m is the plasmoid mass and θ is the local angle of the flux tube from the vertical. V_0 and B_{c0} are values at the initial point of the trajectory.

Integrating the equation of motion we find

$$v^2(s) = v^2(0) + \sigma v_{A0}^2 \left[1 - \sqrt{\frac{B_c(s)}{B_{c0}}} \right] - 2gz,$$

where the Alfvén velocity V_{A0} is given by

$$v_{A0} = \frac{B_{c0}}{\sqrt{\gamma_0 \rho_0}}$$

and $\rho_0 = m/V_0$ is the average initial density of the plasmoid. The magnetic field variation along the flux tube is related to the varying cross-section $\sigma(s)$ by

$$\frac{B_c(s)}{B_{c0}} = \frac{\sigma_0}{\sigma(s)}.$$

We now have a simple algebraic equation relating the velocity v of the plasmoid to its position along the flux tube, given a varying cross section $\sigma(s)$.

To compare our model with the observations we use the above equation to deduce the function $B_c(s)/B_{c0}$ given the velocity $v(s)$ and the trajectory $z(s)$. The only free parameter is the magnetic field B_{c0} at the base of the loop (given ρ_0 this determines v_{A0}). Figure 7 gives the velocity $V(s)$ deduced from observations. The implied variation of the magnetic field $B_c(s)$ is then given by Figure 13 for different values B_{c0} at the base. The velocity is in units of the sound speed for prominence matter, $c_s \simeq 9.1 \text{ km s}^{-1}$ (for $T = 10^4 \text{ K}$). The initial average density in the plasmoid n_0 is taken to be $1.8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$. As the plasmoid moves and expands spherically its density is proportional to $C_c^{3/2}$.

Since the free parameter is V_{A0} , the initial Alfvén velocity, the curves are the same if new values of B_{c0} , n_0 are taken such that $B_{c0}^2 n_0^{-1}$ is the same.

For the plasmoid to complete the observed motion, the initial field V_{c0} must exceed a minimum value $\simeq 14.2 \text{ G}$ (implying $B = 0$ at the end of the trajectory). Thus, as may also be seen, an initial value $B_{c0} = 10 \text{ G}$ is insufficient to account for the plasmoid motion. As may be seen from Figure 13, $B_{c0} = 20$ or 30 G are sufficient, the stronger field giving a weaker divergence of the flux tube. These field strengths are reasonable for the active region corona. At the end of the trajectory the plasmoid density would be reduced to $8.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ and $2.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, respectively, in the two cases. These densities are acceptable for prominence material.

M. A. RAADU ET AL.

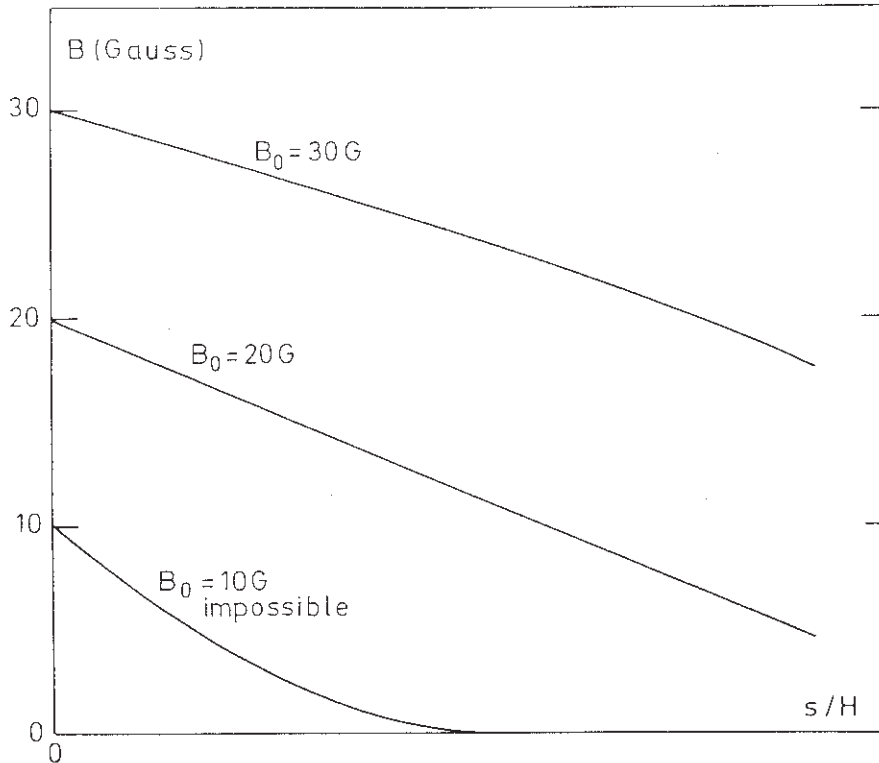


Fig. 13. Magnetic field as a function of the curvilinear abscissa s along the loop, predicted by the acceleration mechanism of a magnetized plasmoid, using the observed velocities and trajectories of Figure 7.

6. Discussion and Conclusions

In two of the models we have looked at, the piston and the magnetic spring, energy is initially stored at the base of a flux tube (with constant cross section) in the form of thermal (pressure) and magnetic energy. The stored energy is converted to kinetic energy of the moving prominence condensation (blob) leading to a continuous decrease of the driving forces. This explains the similarity of the results. Both mechanisms give a strong initial acceleration at low altitude and the driving forces are localized to the foot of the magnetic arch.

In the case of the ejection of a plasmoid, magnetic energy is stored in the field of the moving plasmoid; the energy release and the acceleration of the plasmoid is determined by the variation of the cross section of the flux tube. This allows a continuous acceleration under the effects of magnetic stresses and the mechanism is therefore qualitatively different from the previous two.

Comparison with the observations during a DB analysed here suggest that the mechanism of the ejection of a magnetized plasmoid in a divergent flux tube is the most probable explanation of the dynamics of the material ejecta.

Finally, we note again the importance of the internal approximately force-field of the plasmoid. Without this, the velocities obtained would be of the order of the sound speed of the contained matter.

References

- Alfvén, H. and Lindberg, L.: 1975, *The Moon* **10**, 323.
- Altschuler, M. D., Lilliequist, C. G., and Nakagawa, Y.: 1968, *Solar Phys.* **5**, 366.
- Bartoli, C. and Green, T. S.: 1963, *Nuclear Fusion* **3**, 84.
- Beckers, J. M.: 1964, Thesis, University Utrecht.
- Dermendjiev, V. N.: 1984, in R. Muller (ed.), *High Resolution in Solar Physics*, Springer-Verlag, Berlin p. 236.
- Dumas, G., Caroubalos, C., and Bougeret, J. L.: 1982, *Solar Phys.* **81**, 38.
- Finn, J. M. and Manheimer, W. M.: 1981, *Phys. Fluids* **24**, 1336.
- Hayashi, T. and Sato, T.: 1984, *Phys. Fluids* **27**, 778.
- Jarboe, T. R., Henins, I., Hoida, H. W., Lindford, R. K., Marshall, J., Platts, D. A., and Sherwood, A. R.: 1980, *Phys. Rev. Letters* **45**, 1264.
- Karpen, J. T., Oran, S. E., Mariska, J. T., Boris, J. P., and Brueckner, G. E.: 1982, *Astrophys. J.* **261**, 375.
- Kleczeck, J. and Kuperus, M.: 1969, *Solar Phys.* **6**, 72.
- Konigl, A.: 1982, *Astrophys. J.* **261**, 115.
- Kuperus, M. and Raadu, M. A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **31**, 189.
- Lindberg, L., and Jacobsen, C. T.: 1964, *Phys. Fluids* **7**, S44.
- Lüst, R. and Schlüter, A.: 1954, *Z. Astrophys.* **34**, 263.
- Malherbe, J. M., Simon, G., Mein, P., Mein, N., Schmieder, B., and Vial, J. C.: 1983a, *Adv. Space Res.* **2**, 11, 53.
- Malherbe, J. M., Mein, P., and Schmieder, B.: 1983b, *Adv. Space Res.* **2**, 11, 000.
- Mein, P.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 45.
- Meyer, F. and Schmidt, H. V.: 1968, *Z. Angew. Math. Mech.* **48**, 218.
- Mouradian, Z., Martres, M. J., and Soru-Escout, I.: 1986, in F. Moriyama and J. C. Hénoux (eds.), *Proceedings of the Japan-France Seminar on Solar Physics*, p. 195.
- Parker, E. N.: 1976, *Astrophys. J.* **210**, 816.
- Pikel'ner, S. B.: 1971, *Solar Phys.* **17**, 44.
- Poland, A. I. and Mariska, J. T.: 1986, *Solar Phys.* **104**, 303.
- Pneuman, G. W.: 1983, *Astrophys. J.* **265**, 468.
- Priest, E. R. and Heyvaerts, J.: 1974, *Solar Phys.* **36**, 433.
- The Radioheliograph Group: 1980, *Solar Phys.* **88**, 385.
- Raadu, M. A.: 1979, in 'Physics of Solar Prominences', *IAU Coll.* **44**, 167.
- Raadu, M. A. and Kuperus, M.: 1973, *Solar Phys.* **28**, 77.
- Ribes, E. and Unno, W.: 1980, *Astron. Astrophys.* **91**, 129.
- Rosenbluth, M. N. and Bussac, M. N.: 1979, *Nuclear Fusion* **19**, 489.
- Rust, D. M.: 1968, in B. M. McCormac (ed.), 'Physics and Chemistry of Upper Atmospheres', *IAU Symp.* **35**, 77.
- Rust, D.: 1975, *Meeting on the Physics of the Solar Atmosphere*, Royal Society of London.
- Schlüter, A.: 1957, in H. C. van de Hulst (ed.), 'Radio Astronomy', *IAU Symp.* **4**, 356.
- Schmieder, B., Vial, J. C., Mein, P., and Tandberg-Hanssen, E.: 1983, *Astron. Astrophys.* **127**, 337.
- Schmieder, B., Mein, P., Martres, M. J., and Tandberg-Hanssen, E.: 1984, *Solar Phys.* **94**, 133.
- Simon, G., Mein, N., and Mein, P.: 1984, *Solar Phys.* **93**, 325.
- Sturrock, P.: 1972, in P. S. McIntosh and M. Dryer (eds.), *Solar Activity - Observations and Predictions*, MIT Press, Cambridge, U.S.A., p. 163.
- Turner, R.: 1970, *Phys. Fluids* **13**, 2398.
- Van Tend, W. and Kuperus, M.: 1978, *Solar Phys.* **59**, 115.

ON THE THERMAL DURABILITY OF SOLAR PROMINENCES,
OR HOW TO EVAPORATE A PROMINENCE ?

J.M. Malherbe

Observatoire de Paris - Section de Meudon
92195 Meudon Principal Cedex - France

T.G. Forbes

University of New Hampshire
Space Science Center, Durham, NH 03824 USA

ABSTRACT

We investigate the thermal disappearance of solar prominences under strong perturbations due to wave heating, Ohmic heating, viscous heating or conduction. Specifically, we calculate how large a thermal perturbation is needed to destroy a stable thermal equilibrium, and find that the prominence plasma appears to be thermally very rugged. Its cold equilibrium may most likely be destroyed by either strong magnetic heating or conduction in a range of parameters which is relevant to flares.

I. INTRODUCTION

The thermal equilibrium of a prominence may be modeled using the approximate equation:

$$h\rho - \rho^2 Q(T) + j^2/\sigma + \eta v^2/\ell^2 + k_o T_c^{7/2}/L^2 = 0$$

where

$h\rho^2$ is the magnetic heating, assumed constant per unit of mass.

j^2/σ is the Ohmic heating. We will assume $\sigma = \sigma_o T^\alpha$ with σ_o being a constant.

$\eta v^2/\ell^2$ is the viscous heating with $\eta = \eta_o T^{5/2}$, η_o being a constant.

$k_o T_c^{7/2}/L^2$ is the thermal conduction with T_c the coronal temperature and k_o a constant.

$\rho^2 Q(T)$ is the radiative cooling.

The quantities ρ , T , v , j have their usual meaning. Here L corresponds to the thermal length-scale along a magnetic field line from the photosphere to the prominence, and ℓ corresponds to the prominence thickness. $Q(T)$ is the piecewise cooling function given by Hildner (1974) in the form $Q(T) = \chi T^\alpha$ with:

Temperature (K)	χ (MKSA)	α
$T < 1.5 \times 10^4$	1.759×10^{-13}	7.4
$1.5 \times 10^4 < T < 8 \times 10^4$	4.290×10^{10}	1.8
$8 \times 10^4 < T < 3 \times 10^5$	2.860×10^{19}	0
$3 \times 10^5 < T < 8 \times 10^5$	1.409×10^{35}	-2.5
$T > 8 \times 10^5$	1.970×10^{24}	-1.0

We now consider separately the balance between radiative losses and magnetic heating, Ohmic heating, viscous heating, or conduction.

II. WAVE HEATING VS. RADIATION

This equilibrium is described by the following set of equations:

$$h_p \rho_p = \rho_p^2 Q(T_p) \text{ in the prominence (subscript p)}$$

$$h_c \rho_c = \rho_c^2 Q(T_c) \text{ in the corona (subscript c).}$$

Hence $Q(T_p)/Q(T_c) = \rho_c/\rho_p$, if $h_p = h_c$.

With $T_c = 10^6$ K and a ratio $\rho_p/\rho_c = 100$, we get a reasonable temperature of $T_p = 8425$ K for the prominence. Now for heating at constant gas pressure, this equilibrium is:

$$[Q(T)/Q(T_c)] (T_c/T) = h/h_c.$$

Thus, new equilibrium temperatures are given by $Q(T)/T = \text{constant} \times h$. For a given heating rate there are generally two solutions, a cold one and a hot one. The cold one does not exist anymore above $T_c = 8 \times 10^4$ K, due to the behavior of $Q(T)$, and the prominence disappears when

$$h > h_m = h_c Q(T_m) T_c / [Q(T_c) T_m].$$

With $T_c = 8 \times 10^4$ K, we get $h_m/h_c = 213.7$. Hence, a strong magnetic heating is necessary to evaporate a prominence. Such a heating could be produced by enhancement of the ambient coronal heating mechanism or by magnetic energy released during a flare.

III. JOULE HEATING VS. RADIATION

This balance results from the following equation:

$$j^2/\sigma = \rho^2 Q(T), \quad \text{with } \sigma = \sigma_0 T^{3/2}.$$

The current density j can be expressed in terms of the transverse magnetic field B_\perp by using the mechanical equilibrium condition:

$$\rho g = jB_{\perp}.$$

where g is the solar gravity. The equilibrium temperature is then given

$$T_p = [g^2 / (B_{\perp}^2 \chi \sigma_o)]^{(1/\alpha + 3/2)}$$

With a transverse magnetic field B_{\perp} of 7G (Leroy et al. 1983), and a classical conductivity of $\sigma_o = 8 \times 10^{-4}$ MKSA, we get an unusually low value of $T_p = 1092$ K. In order to obtain a realistic prominence temperature we need to increase the resistivity by a factor of 10^6 , and then we obtain a more reasonable temperature of 5157 K. Disrupting a prominence by current dissipation requires an even larger anomalous resistivity. With the same analysis as above, it is necessary to increase the anomalous resistivity yet further by a factor of 5×10^5 or 5×10^{11} altogether. Alternatively, one could also decrease the magnetic field by a factor of 700.

IV. VISCOUS HEATING VS. RADIATION

This equilibrium may be described by the following equation:

$$\eta v^2 / \rho^2 = p^2 Q(T) \quad \text{with } \eta = \eta_o T^{5/2}.$$

Let us compare viscous and Ohmic heating. The viscous and magnetic Reynolds numbers R_e and R_m are given by:

$$R_e = v \ell \rho / \eta,$$

$$R_m = v \ell \mu_o \sigma,$$

In prominence conditions ($T = 8000$ K, $\rho = 10^{-12}$ g cm⁻³, $\ell = 3000$ km, and $v = 2$ km s⁻¹, Schmieder et al. 1984), we obtain with classical coefficients σ_o and η_o :

$$R_m \sim 4 \times 10^6 \text{ and } R_v \sim 10^8.$$

Therefore, viscous dissipation is smaller than ohmic heating. Note that this is not true in the corona (Hollweg 1985). The equilibrium temperature is given by

$$T_p = [(\eta_o v^2) / (L^2 \rho^2 \chi)]^{1/(\alpha-5/2)} = 870 \text{ K}.$$

In order to get a realistic prominence temperature on the order of 5700 K, we need to increase the viscous resistivity by a factor of at least 10^4 . Perturbing the equilibrium at constant gas pressure ($\rho T = \text{constant}$), and constant mass flux ($\rho v = \text{constant}$), we obtain the expression

$$Q(T)/T^{13/2} = \text{constant} \times \eta_o.$$

for the new temperature. A cold solution does not exist above $T = 1.5 \times 10^4$ K due to the behavior of $Q(T)$. Consequently, the prominence disappears when

$$\eta_o > \eta_{om} = \eta_{op} [Q(T_m)/Q(T_p)] (T_p/T_m)^{3/2}.$$

With $T = 5700$ K we obtain an extra anomalous factor $\eta_{om}/\eta_{op} = 2.4$. This means that anomalous viscosity is a possible candidate to evaporate a prominence.

V. CONDUCTION VS. RADIATION

When conduction balances radiation, we have the following equilibrium:

$$\rho^2 Q(T) = k_0 T_c^{7/2} / L^2, \quad (k_0 = \text{constant}).$$

L is the thermal length-scale along magnetic lines coming from the photosphere to the prominence. With $\rho = 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ and $T_c = 10^6 \text{ K}$, this equation provides $T_p = 3556 \text{ K}$ with $L = 3 \times 10^4 \text{ km}$, or $T_p = 4786 \text{ K}$ with $L = 10^4 \text{ km}$ or $T_p = 8917 \text{ K}$ with $L = 10^3 \text{ km}$, so conduction is important in the energy budget of prominences. Now if we perturb this equilibrium at constant gas pressure and constant L , we obtain

$$Q(T)/T^2 = \text{constant} \times T_c^{7/2}.$$

A cold solution does not exist above $T_m = 1.5 \times 10^4 \text{ K}$, and so the prominence disappears when

$$T_c > T_{cm} = T_c [Q(T_m)/Q(T_p)]^{2/7} (T_p/T_m)^{4/7} = T_c (T_m/T_p)^{2(\alpha-2)/7}.$$

With $L = 3 \times 10^4 \text{ km}$, we get $T_{cm}/T_c = 9.21$. Hence, the appearance of a hot region in the neighborhood of a prominence is a possible mechanism to heat and evaporate a prominence. Such a hot temperature region could be the consequence of a flare.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was partially supported by the Observatoire de Paris, and by NASA Grant NAGW-76 to the University of New Hampshire.

REFERENCES

- Hildner, E., 1974, Solar Phys., **35**, 123.
 Hollweg, J., 1985, J. Geophys. Res., **90**, 7620.
 Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal, S., 1983, Solar Phys., **83**, 135.
 Schmieder B., Malherbe, J.M., Mein P., Tandberg-Hanssen E., 1984, Astron. Astrophys., **136**, 81.

Seconde Partie

Formation des protubérances solaires

et

simulations numériques 2D résistives - radiatives.

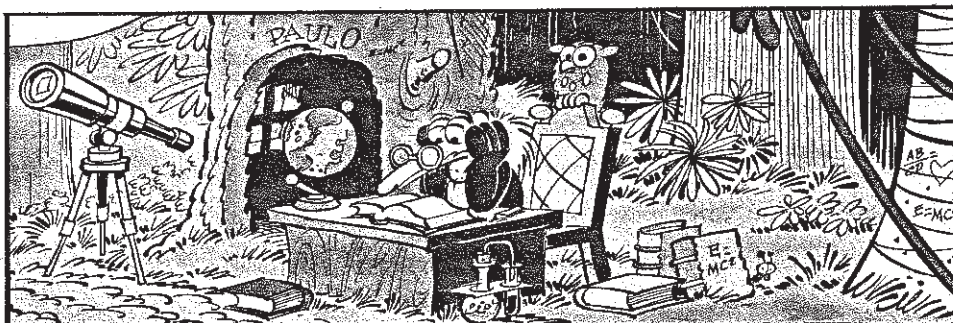


II - 1 - PRESENTATION DES METHODES AUX DIFFERENCES FINIES ET DU
CODE MHD SHASTA UTILISE DANS CETTE THESE

MÉTHODES AUX DIFFÉRENCES FINIES POUR LA RÉOLUTION
NUMÉRIQUE DES ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES DE
LA DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DE LA MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE
DANS LE CADRE DE PROBLÈMES À CONDITIONS AUX LIMITES
ET CONDITIONS INITIALES.

PAR J.M. MALHERBE

Exposé présenté à l'Ecole de Goutelas 1984



SOMMAIRE

- I - Généralités sur les schémas numériques aux différences finies.
 - A - Définitions : convergence, erreur de troncature, stabilité.
 - B - Schémas implicites, explicites.
 - C - Dissipation et dispersion numériques.
 - D - Tableau comparatif d'algorithmes.
 - E - Conditions aux limites.
 - F - Limitation aux nombres de Reynolds petits.

- II - Présentation de SHASTA, code MHD bidimensionnel.
 - A - Equations résolues par SHASTA.
 - B - Organigramme simplifié.
 - C - Partie diffusive.
 - D - Partie convective.

- III - Exemple d'application de SHASTA à la résolution d'un problème physique : la reconnection magnétique adiabatique d'une nappe de courant.
 - A - Conditions initiales et conditions aux limites.
 - B - Résultats.

Avertissement :

Le premier chapitre est spécialement destiné aux personnes non initiées aux schémas numériques aux différences finies. Les algorithmes présentés sont toujours appliqués à des problèmes monodimensionnels, pour des raisons de simplicité, et sont généralisables à 2 ou 3 dimensions. Les méthodes spectrales utilisées en turbulence ne sont pas exposées.

I - Généralités sur les schémas numériques utilisés pour la résolution des équations aux dérivées partielles de la MHD ou de la dynamique des fluides.

I - A - Définitions : convergence, erreur de troncature, stabilité (Chu, 1978)

Considérons un ensemble d'équations différentielles dénoté par

$$L u = 0$$

avec L = opérateur matriciel aux dérivées partielles en t, x, y, z et $u(x, y, z, t)$ = solution exacte du système.

Ce système d'équations est approximé à l'aide d'un schéma numérique aux différences finies L_h par

$$L_h u_h = 0$$

où $h \equiv \Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z$ et où u_h est la solution approchée du système d'équations.

1 - Convergence et taux de convergence du schéma numérique

Le schéma converge si $\| u_h - u \| \rightarrow 0$ lorsque $h \rightarrow 0$ ($\| \|$ désigne une norme).

$$\text{si } \| u_h - u \| = O(\Delta t^{P_1}, \Delta x^{P_2}, \dots)$$

P_1, P_2, \dots sont les taux de convergence du schéma numérique.

2 - Consistence et erreur de troncature du schéma numérique

si $\| L_h u - L u \| \rightarrow 0$ lorsque $h \rightarrow 0$, l'opérateur aux différences L_h est une approximation consistante de l'opérateur différentiel L .

$$\text{si } \| L_h u - L u \| = O(\Delta t^{q_1}, \Delta x^{q_2}, \dots)$$

q_1, q_2, \dots sont les ordres d'exactitude du schéma numérique et

$O(\Delta t^{q_1}, \Delta x^{q_2}, \dots)$ est l'erreur de troncature du schéma numérique.

Celui-ci sera d'autant meilleur que q_1, q_2, \dots seront élevés.

Exemple :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 & \text{On pose } u_j^n &= u(n \Delta t, j \Delta x) \\ \frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta x} &= 0 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} u_j^{n+1} &= u_j^n + \Delta t \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ u_j^n &= u_{j-1}^n + \Delta x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \end{aligned} \right\} \text{développements de Taylor.}$$

d'où

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} + \underbrace{\left(\frac{1}{2} \Delta t \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \Delta x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)}_{\text{erreur de troncature}}$$

Ce schéma est du

1er ordre en t et en x

3 - Stabilité

Un schéma aux différences finies est stable, lorsque $h \rightarrow 0$, s'il existe C_1, C_2 constantes telles que

$$\|u_h\| \leq C_1 e^{C_2(t-t_0)} \|u_h(x, t_0)\|$$

avec $C_2 \leq$ taux de croissance de la solution exacte.

Deux méthodes d'étude de la stabilité existent :

- méthode de l'énergie
- méthode de Von Neumann, consistant à effectuer une analyse de Fourier spatiale de la solution, permettant d'en déduire une matrice d'amplification complexe $M(k)$ définie par :

$$\bar{u}_k^{n+1} = M(k) \bar{u}_k^n$$

avec $u_j^n = \sum_k \bar{u}_k^n e^{ikj\Delta x}$ où \bar{u}_k^n sont les composantes de Fourier de u_j^n .

Le critère de stabilité de Von Neumann est :

$$\|M(k)\| \leq 1 + O(\Delta t). \text{ Donc, s'il existe un nombre } \alpha \text{ tel que } \|M(k)\| \leq 1 + \alpha \Delta t \text{ (ce qui permet un taux de croissance exponentiel en } e^{\alpha t} \text{ que peut posséder la solution exacte), alors le schéma numérique est stable. C'est une condition nécessaire, qui n'est pas toujours suffisante.}$$

• Exemple N° 1 : schéma non centré en x (voir ci dessus):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta x} = 0$$

$$u_j^n = \sum_k \bar{u}_k^n e^{ikj\Delta x}$$

$$\Rightarrow \frac{\bar{u}_k^{n+1}}{\bar{u}_k^n} = \underbrace{1 + a \frac{\Delta t}{\Delta x} (e^{-ik\Delta x} - 1)}_{\text{matrice d'amplification}}$$

\equiv rapport d'amplification complexe π

$$\pi = 1 + a \frac{\Delta t}{\Delta x} (e^{-ik\Delta x} - 1)$$

$$\pi = 1 + a \frac{\Delta t}{\Delta x} (\cos(k\Delta x) - 1) - i a \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x)$$

$$|\pi| \leq 1 + a \Delta x \Delta t$$

$$\text{si } \left| a \frac{\Delta t}{\Delta x} \right| < 1 \quad \text{soit} \quad \boxed{\Delta t < \left| \frac{\Delta x}{a} \right|}$$

C'est la condition de "Courant - Friedrichs-Lewy"

• Exemple N° 2 : schéma centré en x :

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} = 0$$

erreur de troncature :

$$\frac{1}{2} \Delta t \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{a}{6} \Delta x^2 \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \quad (\text{1er ordre en } t, \text{ 2ème ordre en } x)$$

$$\pi = 1 - ia \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x)$$

est instable

• Exemple N° 3 : schéma de Lax - Friedrichs :

$$\frac{u_j^{n+1} - \frac{1}{2}(u_{j+1}^n + u_{j-1}^n)}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} = 0$$

$$\text{stable si } \left| a \frac{\Delta t}{\Delta x} \right| < 1$$

$$\text{erreur de troncature : } \frac{1}{2} \Delta t u_{tt} - \frac{1}{2} \frac{\Delta x^2}{\Delta t} u_{xx} \quad (\text{ordre 1 en } t \text{ et } x).$$

$$\text{rapport d'amplification : } \pi = \cos(k\Delta x) - ia \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x)$$

I - B - Schémas implicites, explicites

Dans ce qui suit, $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t}$

1 - Schéma explicite :

Les dérivées partielles spatiales sont évaluées à $n \Delta t$. Cette méthode est directe, rapide, et locale, car elle permet le calcul direct de u_i^{n+1} (i fixé) à partir des u_j^n individuellement en chaque point de la grille.

Par contre, les méthodes explicites sont stables sous condition restrictive (sur le rapport $|v \Delta t / \Delta x|$ en général, v désignant une vitesse caractéristique).

Exemple : équation $\partial u / \partial t + a \partial u / \partial x = 0$

avec le schéma : $\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2 \Delta x} = 0$

$\Rightarrow u_j^{n+1} = u_j^n + \frac{a}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (u_{j+1}^n - u_{j-1}^n)$ Ce schéma est instable (voir ci-dessus).

2 - Schéma implicite :

Dans ce type de schéma, les dérivées partielles spatiales sont évaluées au temps $(n+1) \Delta t$. Il est donc impossible de calculer directement u_i^{n+1} (i fixé) à partir des u_j^n en chaque point de la grille, individuellement, puisque chaque équation comporte plusieurs inconnues (méthode non locale). On doit résoudre un système d'équations linéaires permettant le calcul des u_j^{n+1} à partir des u_j^n . Par contre, les méthodes implicites sont souvent inconditionnellement stables.

Exemple : équation $\partial u / \partial t + a \partial u / \partial x = 0$

approximée par : $\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^{n+1} - u_{j-1}^{n+1}}{2 \Delta x} = 0$

(même schéma que précédemment, mais implicite).

erreur de troncature : $\frac{1}{2} u_{tt} \Delta t + \frac{a}{3} (\Delta x)^2 u_{xxx}$ (ordre 1 en t, 2 en x)

rapport d'amplification : $\kappa = (1 + ia \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x))^{-1}$

on a toujours $|\kappa| < 1 \Rightarrow$ schéma inconditionnellement stable.

Méthode de résolution :

$$-u_{j-1}^{n+1} + \frac{2\Delta x}{a\Delta t} u_j^{n+1} + u_{j+1}^{n+1} = u_j^n \frac{2\Delta x}{a\Delta t}$$

Soit p l'ordre du système :

$$\begin{pmatrix} \frac{2\Delta x}{a\Delta t} & b & & & 0 \\ -1 & \frac{2\Delta x}{a\Delta t} & 1 & & \\ & -1 & \frac{2\Delta x}{a\Delta t} & 1 & \\ & & -1 & \frac{2\Delta x}{a\Delta t} & 1 \\ 0 & & & -1 & \frac{2\Delta x}{a\Delta t} & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \vdots \\ u_p \end{pmatrix}^{n+1} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \vdots \\ u_p \end{pmatrix}^n \frac{2\Delta x}{a\Delta t}$$

b et c dépendent des conditions aux limites (en $j=1$ ou $j=p$) :

- si $\partial u / \partial x = 0$ alors $b = 0$ ($j=1$) ou $c = 0$ ($j=p$)
- condition de symétrie : $b = 2$ ($j=1$) ou $c = -2$ ($j=p$)
- u fixé : alors l'ordre du système diminue de 1 ou 2.

On est donc amené à la résolution d'un système linéaire à matrice tridiagonale.

3 - Effet du pas temporel sur les schémas implicites

Bien que les schémas implicites soient inconditionnellement stables, un pas temporel trop grand peut avoir un effet catastrophique :

Dans le cas ci-dessus, $\kappa = \frac{1}{1 + ia \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k\Delta x)}$

si Δt est grand, alors $|\kappa| \ll 1$; l'algorithme devient très dissipatif et il faut prendre garde à ce que cette dissipation numérique reste négligeable devant la dissipation physique (si elle existe).

Dans un algorithme de Crank-Nicolson (voir table 1),

$$\kappa = \frac{1 - i a (\Delta t / \Delta x) \sin(k \Delta x)}{1 + i a (\Delta t / \Delta x) \sin(k \Delta x)}$$

si Δt est grand, alors $\kappa \rightarrow -1$ et on obtient des oscillations parasites d'origine numérique.

I - C - Dissipation et Dispersion numériques (Chu, 1978)

La dissipation se caractérise par un amortissement numérique des composantes de Fourier \bar{u}_k^n tandis que la dispersion engendre la propagation d'ondes planes à différentes vitesses de phases $C(k)$.

$$\text{Avec } u_j^n = \sum_k \bar{u}_k^n e^{i k j \Delta x}$$

$$\kappa(k) = \frac{\bar{u}_k^{n+1}}{\bar{u}_k^n} \quad \text{est le rapport d'amplification complexe.}$$

$$\text{On pose } \kappa(k) = |\kappa(k)| e^{i \varphi(k)}$$

si $|\kappa| = 1$ le schéma est conservatif (pas de dissipation).
 $|\kappa| < 1$ " est dissipatif.

$$\text{La vitesse de phase des ondes est } C(k) = - \frac{\varphi(k)}{k \Delta t}$$

$$\text{la pulsation " est } \omega(k) = - \varphi(k) / \Delta t$$

$$\text{la vitesse de groupe " est } C_g(k) = - \frac{1}{\Delta t} \frac{d \varphi(k)}{d k}$$

si $\begin{cases} C(k) = \text{constante, le schéma n'est pas dispersif.} \\ C(k) \text{ dépend de } k, \text{ le schéma est dispersif.} \end{cases}$

• Ordre de dissipation et de dispersion

aux grandes longueurs d'onde ($\lambda \approx$ taille de la grille), on peut développer l'amplitude $|\kappa|$ et la vitesse de phase C en puissances de $k \Delta x$.

Si $|\kappa(k)| = 1 + O[(k \Delta x)^q]$ q est l'ordre de dissipation global de l'algorithme.

Si $C(k) = C_0 + O((k \Delta x)^d)$ d est l'ordre de dispersion global de l'algorithme.

Dans le cas d'un problème physiquement dissipatif (par exemple $\partial u / \partial t + a \partial u / \partial x = \nu \partial^2 u / \partial x^2$), on peut écrire :

$$|\kappa(k)| = 1 - \nu \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (k \Delta x)^2 + O \left[(k \Delta x)^{q'} \right]$$

L'ordre de dissipation numérique est alors q' . Il faut s'assurer dans un schéma numérique décrivant un tel problème que $q' > 2$ (ordre de dissipation numérique plus élevé que l'ordre de dissipation physique).

Dans le cas d'un problème physiquement dispersif (par exemple $\partial u / \partial t + a \partial u / \partial x = \varepsilon \partial^3 u / \partial x^3$), on peut écrire :

$$C(k) = C_0 + \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{\Delta x^2} (k \Delta x)^2 + O \left((k \Delta x)^{\Delta'} \right)$$

L'ordre de dispersion numérique est alors Δ' . Il faut donc s'assurer dans un schéma numérique décrivant ce problème que $\Delta' > 2$ (c'est-à-dire que la dispersion numérique soit d'ordre plus élevé que la dispersion physique).

Un schéma numérique sera d'autant meilleur que sa dissipation et sa dispersion numérique seront d'ordre élevé.

Exemple :

Pour le schéma numérique de Lax-Friedrichs,

$$\begin{aligned} \kappa &= \cos(k \Delta x) - i a \frac{\Delta t}{\Delta x} \sin(k \Delta x) \\ |\kappa| &= \left(1 - (1 - a^2 \Delta t^2 / \Delta x^2) \sin^2(k \Delta x) \right)^{1/2} \\ \varphi(k) &= \arctg \left[-a(\Delta t / \Delta x) \operatorname{tg}(k \Delta x) \right] \end{aligned}$$

Ce schéma est numériquement d'autant plus dissipatif et dispersif que la longueur d'onde est courte ($k \Delta x$ grand).

Dans un tel schéma, très dissipatif, la dispersion des petits λ a peu d'effet, car les courtes longueurs d'ondes sont amorties les premières. Par contre, dans un schéma conservatif, la dispersion peut produire des petites échelles engendrant des oscillations nuisibles à la stabilité du schéma (génération de masses négatives). Aux grandes longueurs d'onde, l'algorithme de Lax-Friedrichs donne

$$|\kappa(k)| = 1 - \frac{1}{2} \left(1 - a^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta x^2} \right) (k \Delta x)^2 \quad (\text{dissipatif d'ordre } 2)$$

$$C(k) = a + \frac{a}{3} \left(1 - a^2 \frac{\Delta t^2}{\Delta x^2}\right) (k \Delta x)^2 \quad (\text{dispersif d'ordre 2})$$

I - D - Tableau comparatif d'algorithmes (table 1) pour $\partial u / \partial t + a \partial u / \partial x = 0$

Les Algorithmes explicites les meilleurs et les plus simples pour résoudre la partie convective des équations sont ceux de Lax-Wendroff et Leapfrog. Ils sont tous deux d'ordre 2 en t et x, possèdent peu (Lax Wendroff) ou pas (Leapfrog) de dissipation numérique, mais sont dispersifs (ordre 2). L'algorithme de Lax-Wendroff peut traiter les chocs (car dissipatif, la viscosité numérique permettant d'élargir artificiellement la structure du choc de façon compatible avec le pas de la grille), mais sa dispersion génère des oscillations parasites que, nous verrons plus loin, l'algorithme FCT de SHASTA permet d'éliminer.

En effet, la dispersion doit être faible, surtout si la dissipation physique (et à plus forte raison la dissipation numérique) l'est, car celle-ci ne sera pas capable d'amortir les oscillations catastrophiques de courte longueur d'onde. Ceci est particulièrement crucial pour les simulations à nombre de Reynolds élevé.

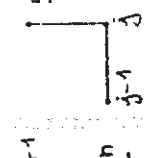






L'algorithme implicite le meilleur (ordre 2 en t et en x) pour résoudre la partie diffusive des équations de la MHD est sans doute celui de Crank-Nicolson (qui ne présente pas de dissipation numérique dans le cas de $u_t + a u_x = 0$).

I - E - Conditions aux limites (Chu, 1978; Forbes et Priest, 1984; Chu et Sereny, 1974).

La formulation des conditions aux limites représente en général une tâche beaucoup plus difficile que le choix des conditions initiales.

En effet, le nombre et la nature des conditions aux limites dépend du système d'équations utilisées : hyperbolique (en l'absence de tout terme dissipatif) ou parabolique (avec termes dissipatifs). Les équations de la MHD incluant la dissipation magnétique, la viscosité et la conduction de la chaleur sont paraboliques (sauf l'équation de continuité qui est hyperbolique).

TABLE I
SOME USEFUL SCHEMES FOR $u_t + au_x = 0$ ($\lambda = \Delta t / \Delta x$)

Scheme	Difference equation	Amplification factor r	Stability condition	Truncation error	ordre $\Delta t, \Delta x$	dissipation, dispersion
Upwind differencing 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta x} = 0$	$1 + a\lambda(e^{-i\lambda \sin k \Delta x} - 1)$	$ a\lambda \leq 1$	$\frac{1}{2}u_{tt}\Delta t + \frac{a}{2}u_{xx}\Delta x$	1, 1	2, 2
Lax-Friedrichs 	$\frac{u_j^{n+1} - \frac{1}{2}(u_{j+1}^n + u_{j-1}^n)}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} = 0$	$\cos k \Delta x - i a \lambda \sin k \Delta x$	$ a\lambda \leq 1$	$\frac{1}{2}u_{tt}\Delta t - \frac{1}{2}\frac{\Delta x^2}{\Delta t}u_{xx}$	1, 1	2, 2
Fully implicit 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^{n+1} - u_{j-1}^{n+1}}{2\Delta x} = 0$	$(1 + i a \lambda \sin k \Delta x)^{-1}$	Unconditionally stable	$\frac{1}{2}u_{tt}\Delta t + \frac{a}{6}u_{xxx}(\Delta x)^2$	1, 2	2, 2
Lax-Wendroff 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} - \frac{1}{2}a^2 \Delta t \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{(\Delta x)^2} = 0$	$1 - i a \lambda \sin k \Delta x - 2a^2 \lambda^2 \sin^2 \left(\frac{k \Delta x}{2} \right)$	$ a\lambda \leq 1$	$\frac{1}{6}u_{ttt}(\Delta t)^3 + \frac{a}{6}u_{xxx}(\Delta x)^2$	2, 2	4, 2
Leapfrog 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^{n-1}}{2\Delta t} + a \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} = 0$	$-i a \lambda \sin k \Delta x \pm (1 - a^2 \lambda^2 \sin^2 k \Delta x)^{1/2}$	$ a\lambda \leq 1$	$\frac{1}{6}u_{ttt}(\Delta t)^3 + \frac{a}{6}u_{xxx}(\Delta x)^2$	2, 2	$\infty, 2$ conservative
Crank-Nicolson 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} + \frac{a}{2} \left(\frac{u_{j+1}^{n+1} - u_{j-1}^{n+1}}{2\Delta x} + \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} \right) = 0$	$1 - \frac{i a \lambda}{2} \sin k \Delta x \frac{1 + \frac{i a \lambda}{2} \sin k \Delta x}{1 + \frac{i a \lambda}{2} \sin k \Delta x} = 0$	Unconditionally stable	$\frac{u_{ttt}}{24}(\Delta t)^3 + \frac{a}{6}u_{xxx}(\Delta x)^2$	2, 2	$\infty, 2$ conservative
4th-order leapfrog 	$\frac{u_j^{n+1} - u_j^{n-1}}{2\Delta t} + \frac{3a}{4} \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{\Delta x} - \frac{3a}{4} \frac{u_{j+2}^n - u_{j-2}^n}{4\Delta x} = 0$	$-i a \lambda \left(\frac{3}{4} \sin k \Delta x - \frac{1}{8} \sin 2k \Delta x \right) \pm (1 - a^2 \lambda^2 \left(\frac{3}{4} \sin k \Delta x - \frac{1}{8} \sin 2k \Delta x \right)^2)^{1/2}$	$ a\lambda \leq 0.755$	$\frac{u_{ttt}}{6}(\Delta t)^3 + \text{const. } u_{xxx}(\Delta x)^4$	2, 4	4, 4

- Equations paraboliques

Ces équations se caractérisent par une vitesse de propagation infinie des signaux. Chaque variable (ou sa dérivée normale à la frontière) doit être fixée aux limites du domaine (cas des équations générales de la MHD).

- Equations hyperboliques

Ces équations se caractérisent par une vitesse finie de propagation des signaux (existence de caractéristiques).

Le nombre de conditions aux limites est égal au nombre de caractéristiques se propageant vers l'intérieur du domaine, et ce nombre dépend de la vitesse du fluide à la frontière. Les variables pouvant être fixées à la frontière sont celles dont les caractéristiques associées répondent au critère ci-dessus.

Par exemple, en dynamique des fluides 1 D compressibles et anisentropiques, le système d'équations hyperboliques est :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial t} + v \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad \text{avec } S(P, \rho) = \text{entropie}$$

Après manipulation, ce système se réduit à :

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial x} + \rho C^2 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial t} + v \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad \text{où } C \text{ est la vitesse du son}$$

La forme matricielle de ces équations est :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} P \\ v \\ S \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v & \rho C^2 & 0 \\ 1/\rho & v & 0 \\ 0 & 0 & v \end{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} P \\ v \\ S \end{pmatrix} = 0$$

Les vitesses caractéristiques sont les 3 valeurs propres de la matrice ci-dessus, soit $\lambda = v, v \mp c$.

Les vecteurs propres $\vec{u}_\lambda = (u_{\lambda_1}, u_{\lambda_2}, u_{\lambda_3})$ ou directions caractéristiques sont obtenus par :

$$\begin{pmatrix} v-\lambda & \rho c^2 & 0 \\ 1/\rho & v-\lambda & 0 \\ 0 & 0 & v-\lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\lambda_1} \\ u_{\lambda_2} \\ u_{\lambda_3} \end{pmatrix} = 0$$

$$\text{soit } \begin{cases} \vec{u}_v = (0, 0, 1) \\ \vec{u}_{v+c} = (1, \rho c, 0) \\ \vec{u}_{v-c} = (1, -\rho c, 0) \end{cases}$$

Les équations aux caractéristiques sont obtenues par projection sur les vecteurs propres :

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} + (v \mp c) \frac{\partial P}{\partial x} \mp \rho c \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \mp c) \frac{\partial v}{\partial x} \right] = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial t} + v \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

et les courbes caractéristiques sont définies par $\frac{dx}{dt} = v, v \mp c$

le long des directions caractéristiques, on a

$$\frac{\partial P}{\partial \Delta \mp} \mp \rho c \frac{\partial v}{\partial \Delta \mp} = 0 \quad \text{avec} \quad \frac{\partial}{\partial \Delta \mp} = \frac{\partial}{\partial t} + (v \mp c) \frac{\partial}{\partial x}$$

Selon le signe de $v, v \mp c$, on obtient le nombre et la nature des conditions aux limites devant être appliquées en $x = 0$ pour le domaine $x \gg 0$:

Cas	régime à la frontière	nombre de conditions aux limites	variables concernées par les conditions aux limites
1	$v < -c$	0	-
2	$-c < v < 0$	1	P ou v
3	$0 < v < c$	2	P ou v, s
4	$v > c$	3	P, v, s

Dans le cas du système parabolique des équations de la MHD (incluant tous les termes de dissipation de \vec{B} , \vec{v} , et T), seule l'équation de continuité est hyperbolique :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad \text{où} \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} + v \frac{\partial}{\partial x}$$

La vitesse de propagation est finie et vaut v (vitesse caractéristique).

Ainsi, la densité ne peut être spécifiée à la frontière $x = 0$ que s'il y a une entrée de plasma ($v > 0$) dans le domaine de calcul ($x \geq 0$). Dans le cas contraire ($v < 0$), ρ ne peut être spécifiée et on doit utiliser une relation de "compatibilité". Cette relation de compatibilité est $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0$ et doit être intégrée numériquement sur la frontière.

I - F - Limitation aux nombre de Reynolds petits.

En général, les simulations numériques sont limitées à des nombres de Reynolds petits (plus faibles que ceux correspondant à la transition vers la turbulence), pour deux raisons :

- la viscosité, qui amortit les oscillations dues à l'opérateur aux différences finies, décroît lorsque le nombre de Reynolds augmente, et le calcul devient instable.
- le développement d'échelles de plus en plus petites s'effectue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

1 - En mécanique des fluides :

L'épaisseur des couches limites est donnée par :

$\delta \sim \Delta x / (v \Delta x / \nu)^{1/2}$ où Δx est le pas de la grille, v une vitesse caractéristique et ν la viscosité cinématique moyenne.

Si L est une échelle caractéristique des dimensions de la grille,

$$\delta \sim \left(\frac{\Delta x L}{v L / \nu} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{\Delta x L}{Re} \right)^{1/2} \quad \text{Re étant le nombre de Reynolds}$$

visqueux $v L / \nu$.

Une instabilité numérique se produit dès que $\delta \lesssim \Delta x$ soit

$$Re \gg L/\Delta x$$

Un tel nombre est usuellement de l'ordre de 100 à 1000.

Les simulations numériques à grand Re nécessitent donc une grille à haute résolution spatiale. En deux dimensions, doubler la résolution spatiale dans chaque direction x et z revient à multiplier par 8 le temps de calcul (car le pas temporel est divisé par 2). De telles simulations sont donc très coûteuses et justifient pleinement l'emploi des grands ordinateurs vectoriels tels le CRAY.

2 - en MHD :

Une instabilité risque de se produire dès que l'échelle caractéristique de la turbulence phénoménologique de Kolmogoroff devient plus petite que le pas de la grille.

Cette échelle est donnée par :

$$\lambda = E^{-1/4} \eta^{3/4}$$

avec E = taux de dissipation de l'énergie par unité de temps et de masse
 η = diffusivité magnétique ($= 1/\mu_0 \sigma$, où σ est la conductivité électrique).

η est relié au nombre de Reynolds magnétique Rm par :

$$Rm = \frac{V_a L}{\eta}$$

V_a étant une vitesse d'Alfven et L une échelle de longueur caractéristiques.

Dans le cas d'une nappe de courant de largeur W , de densité ρ , se trouvant dans un champ magnétique d'intensité B , et prenant $E = j^2/\sigma\rho$ avec $j \approx B/\mu_0$ = densité de courant électrique, on obtient :

$$\bar{\lambda} = \left(\frac{\bar{B}}{\bar{W}} Rm \right)^{-1/2} \bar{\rho}^{-1/4}$$

où $\bar{\lambda} = \lambda/L$, $\bar{W} = W/L$, \bar{B} et $\bar{\rho}$ étant normalisées à leur valeur extérieure à la nappe de courant, et Rm étant le nombre de Reynolds caractéristique du domaine de calcul. Le Reynolds critique correspond à $\bar{\lambda} = \bar{\Delta x}$, $\bar{\Delta x}$ étant le pas (normalisé) de la grille, ce qui implique :

$$Rm \leq \frac{\bar{W}}{\bar{B}} \frac{\bar{\rho}^{1/2}}{\bar{\Delta x}^2}$$

soit typiquement, avec $\bar{W} = 0.075$, $\bar{B} = 1$, $\bar{\rho} = 10$, $\bar{\Delta x} = 0.01$, $Rm \leq 2000$.

II - SHASTA "Sharp and Smooth Transport Algorithm"

SHASTA est un code de simulation numérique 2D (x et z) + temps (t) des équations paraboliques de la MHD résistive. Il se compose de deux parties : une partie diffusive (diffusion du champ magnétique $\vec{B} = (B_x, B_z)$, de la température T), une partie convective (transport de ρ , ρv_x , ρv_z , P).

Shasta utilise un schéma numérique diffusif classique. Par contre, son schéma convectif est particulièrement destiné à traiter les problèmes de chocs MHD : c'est là que réside sa supériorité par rapport aux méthodes classiques, qui utilisent une viscosité artificielle pour augmenter la largeur d'un choc, et qui génèrent au voisinage des forts gradients des oscillations à cause de leur dispersion numérique, pouvant forcer des quantités (comme la densité) à devenir négatives !

Principe de SHASTA :

Shasta utilise sous forme modifiée les principaux ingrédients de l'algorithme de Lax-Wendroff et fonctionne en deux étapes : transport diffusif (la dissipation servant à élargir les chocs), puis antidiffusion (pour éliminer la dissipation introduite précédemment) du flux de masse transporté (durant la première étape) et corrigé de telle sorte qu'il empêche, au cours de l'antidiffusion (ou diffusion corrective) la formation ou le renforcement de minima ou maxima (qui pourraient engendrer oscillations et masses négatives). Cette opération (appelée "Flux Corrected Transport - FCT") revient à annuler la dispersion de l'algorithme et rend donc SHASTA particulièrement apte à traiter les chocs (ses performances étant en outre 4 fois supérieures à Lax-Wendroff en dehors des chocs).

II - A - Equations résolues par SHASTA.

Ce sont les équations générales de la MHD à 2 dimensions écrites sous la forme d'une équation de continuité généralisée :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div} (f \vec{v}) = S$$

où f est la quantité transportée et S un terme source.

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0$$

- équations du mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_x v_z) = -\frac{\partial}{\partial x}\left(P + \frac{B_z^2}{2\mu_0}\right) + \frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial B_x}{\partial z}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_z) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z^2) = -\rho g - \frac{\partial}{\partial z}\left(P + \frac{B_x^2}{2\mu_0}\right) + \frac{B_x}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial x}$$

- équations de diffusion du champ magnétique

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(B_x v_z) = \frac{\partial}{\partial z}(B_z v_x) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\eta \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z}\right)\right)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(B_z v_x) = \frac{\partial}{\partial x}(B_x v_z) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\eta \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z}\right)\right)$$

- équation d'énergie

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(P v_x) + \frac{\partial}{\partial z}(P v_z) = -(\gamma-1) P \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right)$$

$$+ (\gamma-1) \left[\underbrace{h\rho}_{\substack{\text{chauffage} \\ \text{coronal} \\ \text{(par ondes)}}} - \underbrace{\rho^2 Q(\tau)}_{\substack{\text{refroidissement} \\ \text{radiatif}}} + \underbrace{\frac{\eta}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z}\right)^2}_{\substack{\text{chauffage} \\ \text{ohmique}}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right)}_{\substack{\text{conduction de la} \\ \text{chaleur}}} \right]$$

η est la diffusivité magnétique.

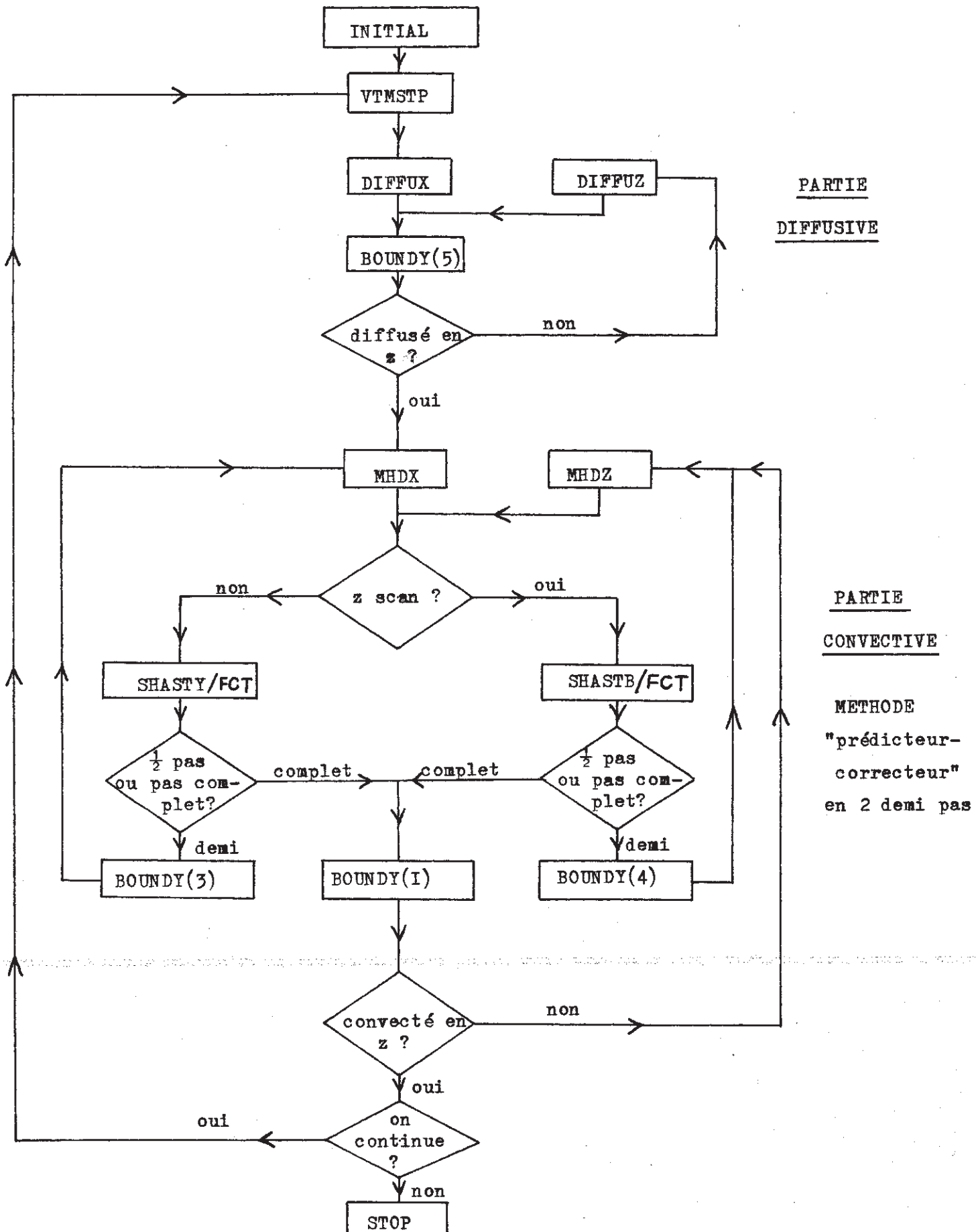
A ces équations s'ajoutent les conditions initiales et les conditions aux limites. Le code calcule sur $\rho, \rho v_x, \rho v_z, B_x, B_z, P$ (6 équations à 6 inconnues).

La convection est effectuée en deux temps à l'aide d'une méthode dite "prédicteur-correcteur" : les termes sources sont calculés en $t + \Delta t/2$ (pour centrer les valeurs), après un demi pas convectif, puis le transport complet ($t \rightarrow t + \Delta t$) est effectué en tenant compte des termes sources en $t + \Delta t/2$:

$$\left. \begin{array}{l} S(t) \\ \text{Solution}(t) \end{array} \right\} \rightarrow \text{solution}(t + \Delta t/2) \rightarrow S(t + \Delta t/2) \quad \text{"prédicteur".}$$

$$\left. \begin{array}{l} S(t + \Delta t/2) \\ \text{Solution}(t) \end{array} \right\} \rightarrow \text{solution}(t + \Delta t) \quad \text{"correcteur".}$$

II - B - Organigramme simplifié de SHASTA (Weber, 1978)



II - C - Partie diffusive (Weber, 1978).

SHASTA résoud l'équation

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}$$

selon le schéma implicite suivant :

$$\frac{B_j^{n+1} - B_j^n}{\Delta t} = \eta \frac{B_{j+1}^{n+1} - 2 B_j^{n+1} + B_{j-1}^{n+1}}{\Delta x^2}$$

erreur de troncature : $\frac{1}{2} \Delta t B_{tt} - \frac{1}{12} \eta \Delta x^2 B_{xxxx}$

C'est donc un schéma du 1er ordre en t, 2ème ordre en x, qui s'écrit :

$$B_{j-1}^{n+1} - \left(2 + \frac{\Delta x^2}{\eta \Delta t}\right) B_j^{n+1} + B_{j+1}^{n+1} = - \frac{\Delta x^2}{\eta \Delta t} B_j^n$$

C'est un système linéaire à matrice tridiagonale, que l'on inverse :

$$\begin{pmatrix} 1 & -\left(2 + \frac{\Delta x^2}{\eta \Delta t}\right) & 1 & 0 & & \\ & 1 & -\left(2 + \frac{\Delta x^2}{\eta \Delta t}\right) & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ 0 & & & & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \end{pmatrix}^{n+1} = - \frac{\Delta x^2}{\eta \Delta t} \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \end{pmatrix}^n$$

facteur d'amplification : $\pi = \left[1 + 2 \frac{\eta \Delta t}{\Delta x^2} \left(1 - \cos(k \Delta x) \right) \right]^{-1} < 1$

Ce schéma n'est pas dispersif, mais dissipatif, et inconditionnellement stable.

Aux grandes longueurs d'onde ($k \Delta x \ll 1$),

$$\pi \approx 1 - \eta \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (k \Delta x)^2 + \left(\eta \frac{\Delta t}{12 \Delta x^2} + \frac{\eta^2 \Delta t^2}{\Delta x^4} \right) (k \Delta x)^4$$

la dissipation numérique (ordre 4) est donc d'un ordre deux fois plus élevé que la dissipation physique (ordre 2).

Ce schéma n'étant exact qu'à l'ordre 1 en t, on envisage de le remplacer par un algorithme implicite de Crank Nicolson :

$$\frac{B_j^{n+1} - B_j^n}{\Delta t} = \frac{\eta}{2} \left[\frac{B_{j+1}^{n+1} - 2B_j^{n+1} + B_{j-1}^{n+1}}{\Delta x^2} + \frac{B_{j+1}^n - 2B_j^n + B_{j-1}^n}{\Delta x^2} \right]$$

erreur de troncature : $\eta \frac{\Delta x^2}{24} B_{xxxx} + \frac{\Delta t^2}{4} B_{ttt}$

Ce schéma est donc exact à l'ordre 2 en t et en x , et se résoud encore à l'aide d'une inversion de système tridiagonal.

facteur d'amplification : $r = \frac{1 - \frac{\eta \Delta t}{\Delta x^2} (1 - \cos k \Delta x)}{1 + \frac{\eta \Delta t}{\Delta x^2} (1 - \cos k \Delta x)}$

et $|r| < 1$.

C'est un schéma non dispersif, dissipatif et inconditionnellement stable

Aux grandes longueurs d'onde,

$$r \approx 1 - \eta \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (k \Delta x)^2 + \left(\frac{\eta \Delta t}{12 \Delta x^2} + \frac{\eta^2 \Delta t^2}{2 \Delta x^4} \right) (k \Delta x)^4$$

Comme dans le cas précédent, la dissipation numérique est d'ordre 4, soit d'ordre deux fois plus élevé que la dissipation physique (2).

II - D - Partie convective (Boris et Book, 1971, 1975; Boris et al, 1974; Cargill, 1981).

deux étapes sont effectuées :

un transport diffusif, suivi d'une antidiffusion portant sur un flux de masse corrigé (Flux Corrected Transport - FCT).

Ces deux stages conservent la masse et la positivité (un opérateur Ω est dit positif, si, appliqué à une quantité $\rho > 0$, on a $\Omega \rho > 0$). On traite ci-dessous l'équation de continuité $\partial \rho / \partial t + \partial / \partial x (\rho v) = 0$

1 - Etape 1 : transport diffusif.

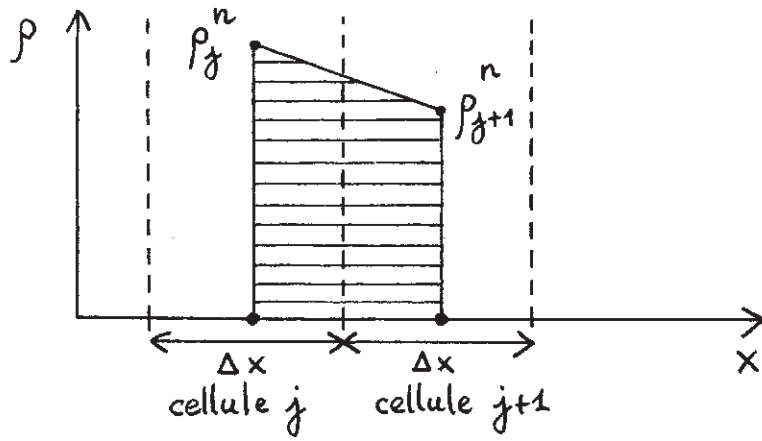
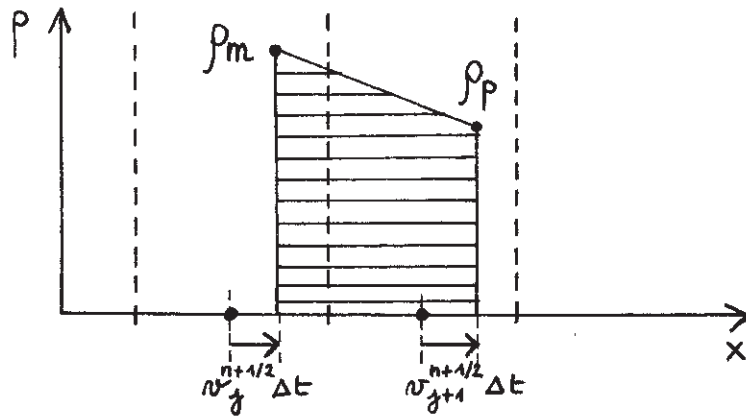


FIGURE 1

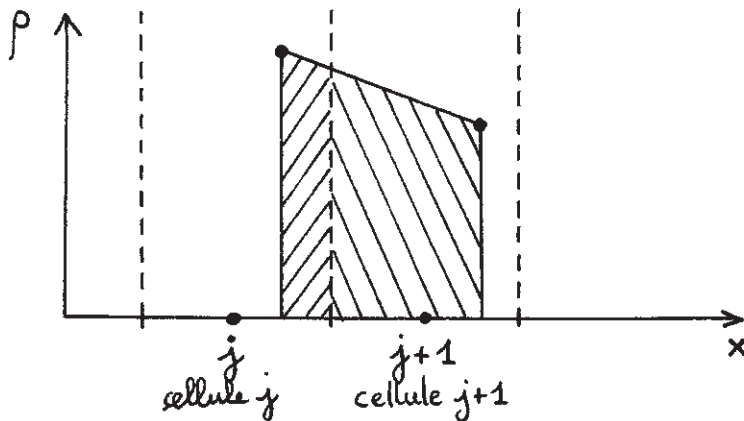
$$t = n \Delta t$$

Position initiale d'un élément fluide



$$t = (n+1) \Delta t$$

Transport



$$t = (n+1) \Delta t$$

Interpolation sur la grille

Conservation de la masse :

$$\Delta x (\rho_j^n + \rho_{j+1}^n) = (\Delta x + (v_{j+1}^{n+1/2} - v_j^{n+1/2}) \Delta t) (\rho_m + \rho_p)$$

d'où

$$\begin{pmatrix} \rho_p \\ \rho_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{j+1}^n \\ \rho_j^n \end{pmatrix} \frac{\Delta x}{\Delta x + (v_{j+1}^{n+1/2} - v_j^{n+1/2}) \Delta t}$$

Ce schéma est positif si $\Delta x + (v_{j+1}^{n+1/2} - v_j^{n+1/2}) \Delta t$ l'est, soit
si $|v \Delta t / \Delta x| < 1/2$ où $v = \max_j (|v_j|)$.

SHASTA utilise une limitation plus stricte, pour pouvoir traiter les ondes MHD :

$$\max_j \left[|v_j| + \sqrt{C_{sj}^2 + C_{aj}^2} \right] \frac{\Delta t}{\Delta x} < \frac{1}{2}$$

C_s et C_a étant, respectivement, la vitesse du son et la vitesse d'Alfven.

Après interpolation sur la grille, on obtient :

$$\rho_j^{n+1} = \frac{1}{2} Q_j^{-2} (\rho_{j-1}^n - \rho_j^n) + \frac{1}{2} Q_j^{+2} (\rho_{j+1}^n - \rho_j^n) + (Q_j^+ + Q_j^-) \rho_j^n$$

où

$$Q_j^{\pm} = \left(\frac{1}{2} \mp v_j^{n+\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \right) / \left(1 \pm \left(v_{j\pm 1}^{n+\frac{1}{2}} - v_j^{n+\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \right)$$

En présence d'un terme source S ($\partial \rho / \partial t + \partial / \partial x (\rho v) = S$) cet algorithme se généralise comme suit :

$$\rho_j^{n+1} = \frac{1}{2} Q_j^{-2} (\rho_{j-1}^n - \rho_j^n) + \frac{1}{2} Q_j^{+2} (\rho_{j+1}^n - \rho_j^n) + Q_j^+ (\rho_j^n - S_{j+\frac{1}{2}}^n) + Q_j^- (\rho_j^n - S_{j-\frac{1}{2}}^n)$$

Dans le cas d'un champ de vitesse uniforme, on obtient un schéma de Lax-Wendroff (dissipation d'ordre 4, dispersion d'ordre 2).

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - \frac{\varepsilon}{2} (\rho_{j+1}^n - \rho_{j-1}^n) + \underbrace{\left(\frac{1}{8} + \frac{\varepsilon^2}{2} \right)}_{\text{viscosité}} (\rho_{j+1}^n - 2\rho_j^n + \rho_{j-1}^n)$$

où

$$\varepsilon = v \Delta t / \Delta x$$

Cet algorithme traduit un transport accompagné d'une forte diffusion numérique.

On calcule facilement le facteur d'amplification du transport diffusif :

$$\kappa_{TD} = 1 - \left(\frac{1}{4} + \varepsilon^2 \right) (1 - \cos k \Delta x) - i \varepsilon \sin k \Delta x$$

La viscosité numérique est $\left(\frac{1}{8} + \frac{\varepsilon^2}{2} \right)$ et dépend peu de la vitesse.

$$\leq 1/8$$

2 - Etape anti-diffusive.

Elle consiste à éliminer la diffusion de l'algorithme de transport.

La diffusion de cet algorithme est, à vitesse nulle :

$$\rho_j^n = \rho_j^{n-1} + \frac{1}{8} (\rho_{j+1}^n - 2\rho_j^n + \rho_{j-1}^n)$$

deux possibilités au moins existent pour éliminer cette diffusion :

- une antidiffusion implicite.
- une antidiffusion explicite.

• Antidiffusion implicite :

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - \frac{1}{8} (\rho_{j+1}^{n+1} - 2\rho_j^{n+1} + \rho_{j-1}^{n+1})$$

$$\text{facteur d'amplification : } \kappa_{Ai} = \left[1 - \frac{1}{4} (1 - \cos k \Delta x) \right]^{-1}$$

(non dispersive, dissipative d'ordre 2).

• Antidiffusion explicite :

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - \frac{1}{8} (\rho_{j+1}^n - 2\rho_j^n + \rho_{j-1}^n)$$

$$\text{facteur d'amplification : } \kappa_{Ae} = \left[1 + \frac{1}{4} (1 - \cos k \Delta x) \right]$$

(non dispersive, dissipative d'ordre 2).

Le code utilise l'antidiffusion explicite (plus rapide).

Pour l'ensemble des deux étapes ($\kappa = \kappa_1 \kappa_2$) la table 2 montre que SHASTA implicite est dissipatif à l'ordre 4 ($v \neq 0$) ou conservatif ($v = 0$). Par contre, SHASTA explicite est dissipatif à l'ordre 4, même si $v = 0$, et possède donc une petite viscosité numérique résiduelle (facteur 1/64) :

$$|\kappa|_{\text{explicite}} = |\kappa_{TD} \kappa_{Ae}| \sim 1 - \left(\frac{1}{64} + \frac{\varepsilon^2}{16} \right) (k \Delta x)^4$$

$$|\kappa|_{\text{implicite}} = |\kappa_{TD} \kappa_{Ai}| \sim 1 - \frac{\varepsilon^2}{16} (k \Delta x)^4$$

On élimine cette viscosité résiduelle en modifiant légèrement SHASTA explicite : au lieu d'antidiffuser les quantités (transportées + diffusées), on n'antidiffuse que les quantités transportées.

le facteur d'amplification du transport et de la diffusion explicites sont alors :

$$\pi_T = 1 - \varepsilon^2 (1 - \cos k \Delta x) - i \varepsilon \sin k \Delta x \quad (\text{dispersif d'ordre 2, dissipatif d'ordre 4})$$

$$\pi_D = 1 - \frac{1}{4} (1 - \cos k \Delta x) \quad (\text{non dispersif, dissipatif d'ordre 2}).$$

Combiné avec une antidiffusion explicite, on obtient :

$$\pi_p = \pi_{Ae} \pi_T + \pi_D - 1$$

soit (aux grandes longueurs d'onde) :

$$|\pi_p| \sim 1 - \frac{\varepsilon^2}{16} (k \Delta x)^4$$

Un nombre de Reynolds numérique peut être calculé comme suit :

$$|\pi_p| = 1 - \nu k^2 \Delta t \quad \text{avec } R_e = \frac{L v}{\nu}$$

Si N désigne le nombre de points (linéaire) de la grille, on trouve :

$$R_e \sim N^3$$

ce qui est usuellement de l'ordre de 10^6 . La diffusion numérique apparaît donc bien négligeable devant la diffusion physique ($R_m \sim 10^3$).

Cette méthode, appelée "Phoenical SHASTA" est (comme SHASTA implicite) dissipative à l'ordre 4 ($\nu \neq 0$) ou conservative ($\nu = 0$), et dispersive à l'ordre 2, la dispersion provenant du transport seul. C'est cette méthode qui est utilisée dans le code. Les tables 2 et 3 permettront de comparer les divers rapports d'amplification et phases des algorithmes entre eux. SHASTA se révèle 4 fois moins dispersif et moins diffusif que les autres schémas numériques.

Table 2
Dissipations comparées ($\varepsilon = \nu \Delta t / \Delta x < 1/2$)

Algorithme	ordre	Opérateur	facteur d'amplification aux grands λ .	diffusion
théorie	∞	$1 + T$	1	nulle
one sided	1	$1 + T$	$1 - \varepsilon (k \Delta x)^2$	forte
Lax Wendroff	2	$1 + T + D$	$1 - \varepsilon^2 (k \Delta x)^4 / 4$	faible
Leapfrog	2	$1 + T$	1	nulle
implicit SHASTA	"2"	$(1+D)^{-1}(1+T+D)$	$1 - \varepsilon^2 (k \Delta x)^4 / 16$	faible
explicit SHASTA	"2"	$(1+A)(1+T+D)$	$1 - (\frac{\varepsilon^2}{16} + \frac{1}{64})(k \Delta x)^4$	diffusion résiduelle lorsque $\nu \rightarrow 0$
phoenical SHASTA	"2"	$(1+A)(1+T)+D$	$1 - \varepsilon^2 (k \Delta x)^4 / 16$	faible

Dispersions comparées ($\varepsilon = v \Delta t / \Delta x < 1/2$)

Algorithm	Order	Relative phase error = $\frac{c(k) - v}{v}$
Theory	∞	0 (no error)
One-sided	1	$-\left(\frac{1}{6} - \frac{ E }{2} + \frac{\varepsilon^2}{3}\right) (k \Delta x)^2$
Lax-Wendroff	2	$-\left(\frac{1}{6} - \frac{\varepsilon^2}{6}\right) (k \Delta x)^2$
Leapfrog	2	$-\left(\frac{1}{6} - \frac{\varepsilon^2}{24}\right) (k \Delta x)^2$
SHASTA (FCT) (toutes méthodes)	"2"	$-\left(\frac{1}{24} - \frac{\varepsilon^2}{6}\right) (k \Delta x)^2$

L'algorithme d'antidiffusion : $\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - \frac{1}{8} (\rho_{j+1}^n - 2\rho_j^n + \rho_{j-1}^n)$

Avec la distribution ci-dessus, par exemple, on trouverait :

$$\rho_j^{n+1} = \rho_j^n \left(1 + \frac{1}{8}\right)$$

$$\begin{aligned} \rho_j^{n+1} &= \rho_j^n \left(1 + \frac{1}{8}\right) \\ \rho_{j+1}^{n+1} &= -\frac{1}{8} \rho_j^n < 0 \end{aligned} \quad \text{(la densité devient négative !)}$$

L'algorithme génère donc de nouveaux extrema parasites. Pour remédier à cela, on travaille sur les flux de masse définis par :

$$f_{j \pm \frac{1}{2}}^n = \pm \frac{1}{8} (p_{j \pm 1}^n - p_j^n) \quad \text{où les } p_j^n \text{ désignent les quantités } \underline{\text{trans-}} \underline{\text{portées.}}$$

L'antidiffusion explicite s'écrit : $\rho_j^{n+1} = \rho_j^n - f_{j+\frac{1}{2}}^n + f_{j-\frac{1}{2}}^n$
 Pour la rendre positive, on limite les flux de masse terme à terme de telle sorte que en tout point de la grille aucun transfert de masse antidiffusif ne puisse pousser la densité au delà de celle présente aux points environnants. Cette opération (non linéaire) est appelée "Flux Corrected Transport". Les flux sont corrigés en utilisant un limiteur de flux fonctionnant sur 4 points, qui est sans action en dehors des régions de fort gradient :

$$f_{j+\frac{1}{2}}^{cn} = S \max \left[0, \min \left(S \Delta_{j-\frac{1}{2}}^n, |f_{j+\frac{1}{2}}^n|, S \Delta_{j+\frac{3}{2}}^n \right) \right]$$

où $S = \text{sgn}(\Delta_{j+\frac{1}{2}}^n)$ et $\Delta_{j+\frac{1}{2}}^n = \rho_{j+1}^n - \rho_j^n$

L'effet du limiteur de flux sur l'exemple ci-dessus donne

$$f_{j+\frac{1}{2}}^n = 0 \text{ (au lieu de } -\frac{1}{8}\rho_0 \text{)}, \text{ soit } \rho_j^{n+1} = \rho_j^n \text{ et } \rho_{j+1}^{n+1} = \rho_{j+1}^n$$

Le limiteur de flux (en $j+\frac{1}{2}$, voir figure 3) empêche la densité aux points j , $j+1$ de varier au delà de celle présente aux points $j-1$, $j+2$.

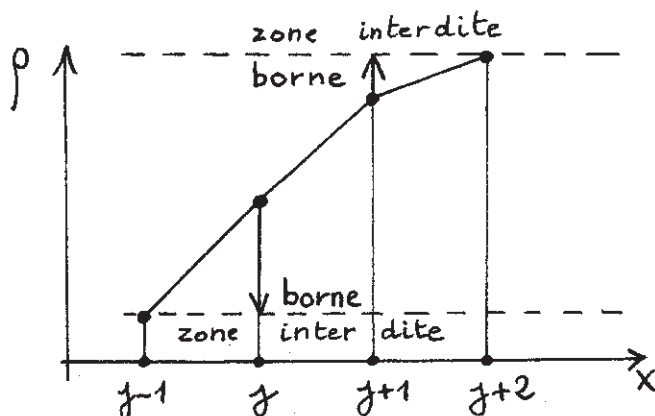


Figure 3
Action du limiteur de flux
 en $j + \frac{1}{2}$

Ainsi, le limiteur de flux empêche la formation et le renforcement d'extrema (donc de masses négatives) au cours de l'antidiffusion.

Il rend donc l'algorithme positif. Cette opération conserve la masse globale : une masse soustraite d'une cellule de la grille est ajoutée à une autre. En contrepartie, elle interdit la formation d'un extrema (physique) sur un point unique (fig. 4) :

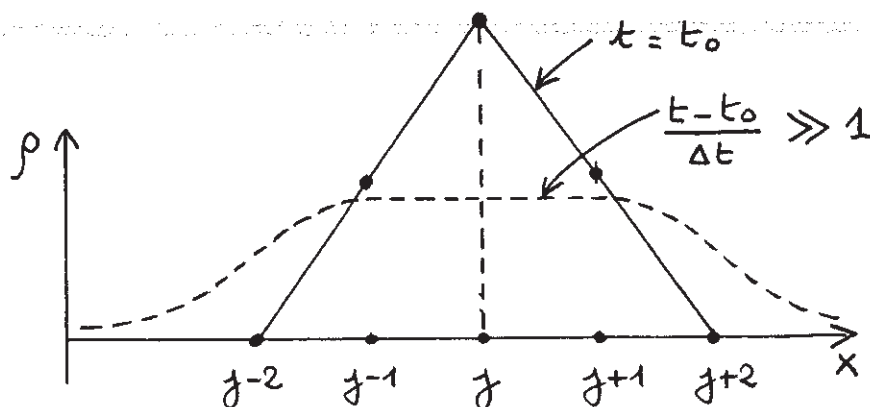


Figure 4

En effet, à chaque pas du calcul, la diffusion, qui émousse le pic j , n'est pas contrebalancée par l'antidiffusion, car le limiteur de flux empêche le renforcement d'extrema existant. Ce phénomène, appelé "flux clipping", ne s'oppose pas au traitement des chocs, qui seront donc représentés sur 3 points, les relations de Rankine-Hugoniot étant conservées entre les deux points extrêmes (le point central du **choc**, évidemment, ne représente pas la réalité).

III - Exemple d'application à un problème physique

Nous avons utilisé SHASTA pour la simulation de la reconnection magnétique adiabatique dans une nappe de courant dont l'existence paraît probable dans la queue des magnétosphères planétaires, et dans la phase post éruptive des éruptions solaires.

Ce calcul a déjà été effectué par Forbes et Priest (1983) à St. Andrews. Nous l'avons refait à titre de démonstration des possibilités du code. Tous les détails pourront être trouvés dans cet article publié.

La simulation est effectuée en basse résolution sur une grille de 23×51 points répartis non uniformément en x (figure 5, tassement vers $x = 0$), sans gravité.

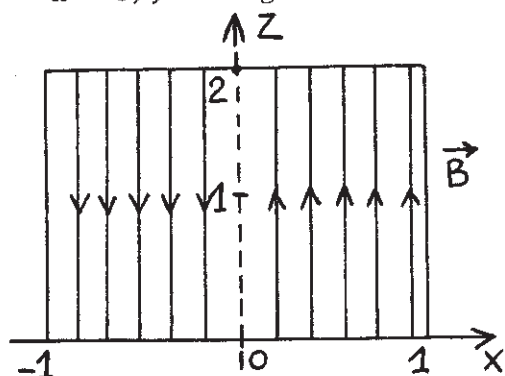
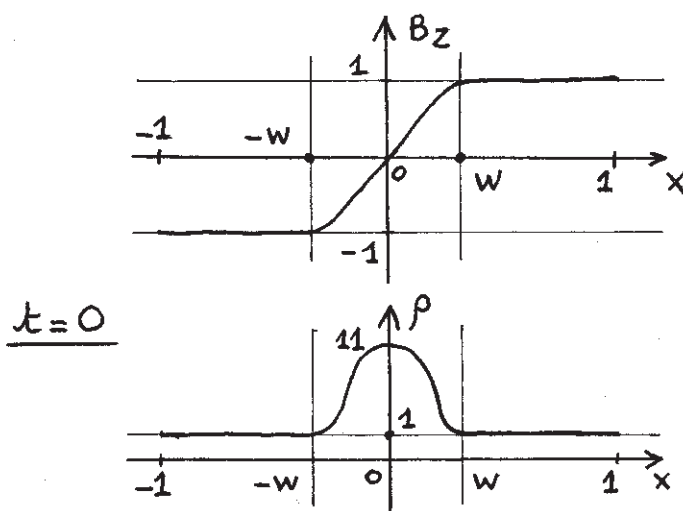


Figure 5



III - A - Conditions initiales et aux limites

Les conditions initiales correspondent à une nappe de courant isotherme en équilibre magnétostatique, mais pas en équilibre diffusif (voir figure 5).

Pour raison de symétrie, la résolution numérique est effectuée pour $0 \leq x \leq 1$. Alors que les conditions aux limites en $x=0$, $x=1$ et $z=2$

ne sont pas physiques (symétrie en $x = 0$, conditions flottantes en $z = 2$ et $x = 1$), les conditions aux limites en $z = 0$ (base) ont une signification physique (c'est la photosphère du Soleil).

Les schémas numériques explicites demandent que chaque variable (ou dérivée) soit fixée aux frontières du domaine. Une condition aux limites pour $\rho, \rho v_x, \rho v_z, B_x, B_z, P$ est donc nécessaire.

- $x = 0$ (condition de symétrie) :

$$v_x = B_z = \frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = 0$$

- $x = 1$ (conditions flottantes) :

les conditions flottantes se traduisent par une dérivée normale nulle à la frontière. Elles permettent au plasma et au flux magnétique d'entrer ou de sortir librement du domaine de calcul.

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \text{ et } \frac{\partial B_x}{\partial x} = - \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

- $z = 2$ (conditions flottantes) :

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \text{ et } \frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{\partial B_x}{\partial x}$$

Les conditions flottantes sont faciles à programmer, mais entraînent une réflexion partielle des ondes sur les frontières.

- $z = 0$ (base)

les lignes de force sont ancrées dans la photosphère, soit :

$$v_x = v_z = 0$$

$$B_z(x, 0, t) = B_z(x, 0, 0)$$

l'équilibre des forces se traduit par :

$$P(x, 0, t) + \frac{B_z^2}{2\mu_0}(x, 0, t) = \text{constante}$$

$$\text{et } \frac{\partial B_x}{\partial z} = 0$$

A ceci s'ajoute l'adiabaticité ($P/\rho^\gamma = \text{cte}$).

A la base, P, ρ, B_z, \vec{j} sont invariables dans le temps.

III - B - Résultats.

Le calcul a été fait pour les valeurs numériques suivantes : $W = 0.075$ ($\frac{1}{2}$ largeur de la nappe de courant), $\beta = 0.1$ (β du plasma aux frontières) et $R_m = 150$ (nombre de Reynolds magnétique de la nappe de courant). Les figures 6 et 7 montrent l'évolution au cours du temps des lignes de champ magnétique et de la densité de masse (figure 6) et de courant (figure 7). Le champ se reconnecte et on assiste à la formation de boucles fermées à la base de la boîte. Le temps est mesuré en échelle de temps d'Alfvén (temps mis par une onde d'Alfvén pour parcourir la distance W). On observe :

- un choc MHD rapide au sommet des boucles (inversion du courant).
- deux chocs lents associés à la reconnection magnétique rapide en dessous du point X.
- la création et l'annihilation d'îlots magnétiques ou plasmoides dans la nappe de courant. L'annihilation est la manifestation de l'instabilité de coalescence ($t \gg 230$).

On précise que le temps diffusif est $R_m = 150$ et le temps caractéristique de déchirement des lignes de force ("tearing mode") est $\sqrt{R_m} \approx 12$.

La figure 8a montre l'évolution de l'altitude z des points neutres de type X et O. Un îlot dense et large est complètement développé à $t = 110$ et est éjecté vers le haut à $t = 190$. Pour $t \gg 230$, on observe la création et l'annihilation de plasmoides par paires (la coalescence se fait avec les arcades du bas car la reconnection domine au point X au-dessus des îlots).

La figure 8b montre l'évolution du courant électrique ($\vec{j} = \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$) aux points neutres X. Le courant qui donne une idée du taux de reconnection magnétique, croît tout d'abord exponentiellement ("tearing" linéaire, $t \leq 160$); la saturation linéaire, puis non linéaire se produit pour $t \gg 160$. Le courant change de sens lors de l'annihilation des lignes neutres. Les oscillations sont causées par la réflexion des ondes d'Alfvén sur les frontières du domaine.

L'arrêt du calcul a été rendu nécessaire à $t = 373$ par suite d'une détérioration de l'exactitude du calcul numérique, due à l'occurrence d'une forte dissipation d'énergie magnétique lors de l'annihilation des plasmoides, réduisant l'échelle de longueur de la turbulence de Kolmogoroff au pas de la grille.

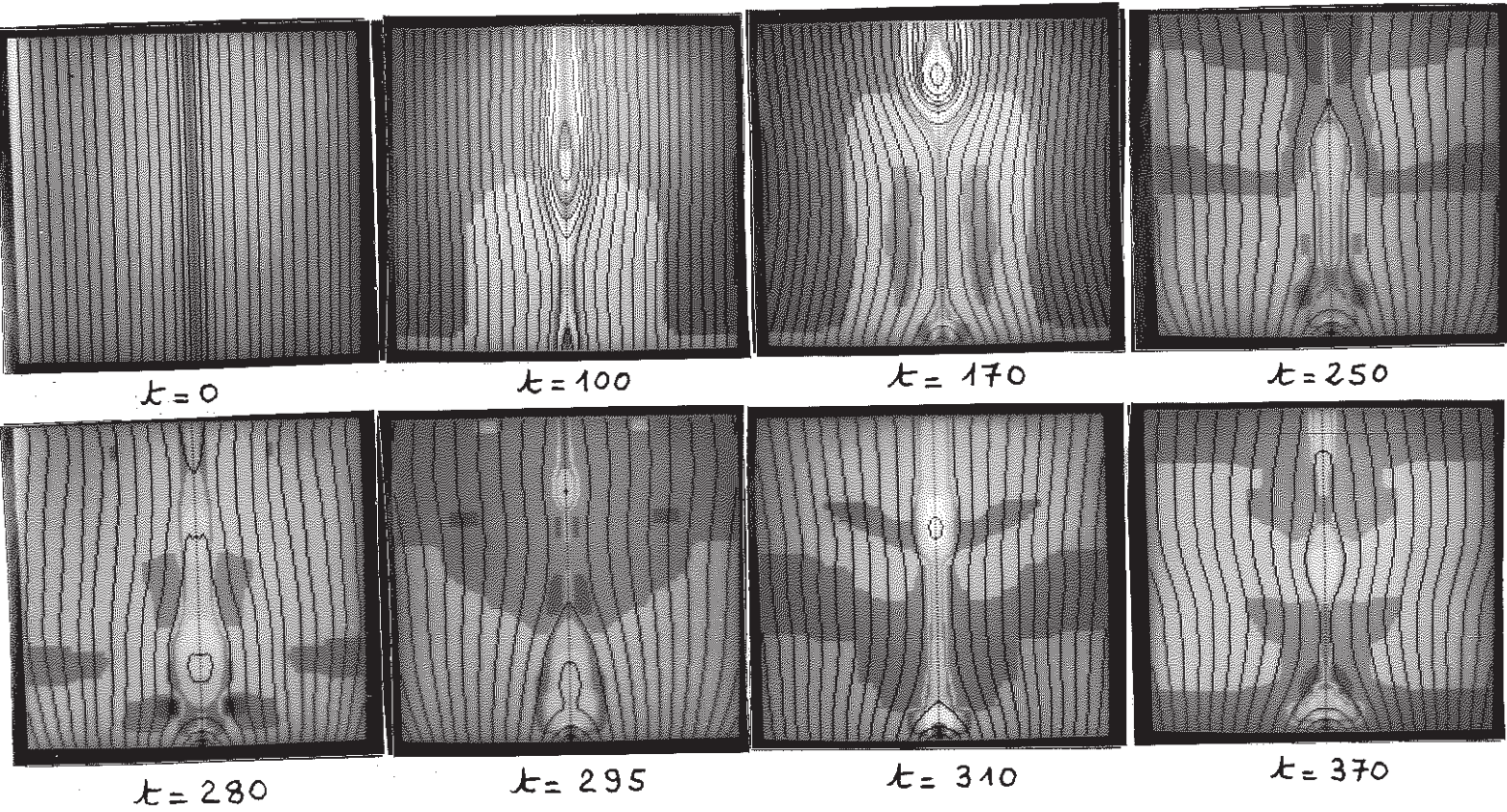


Figure 6

Evolution de la densité de masse ρ et des lignes de champ magnétique.

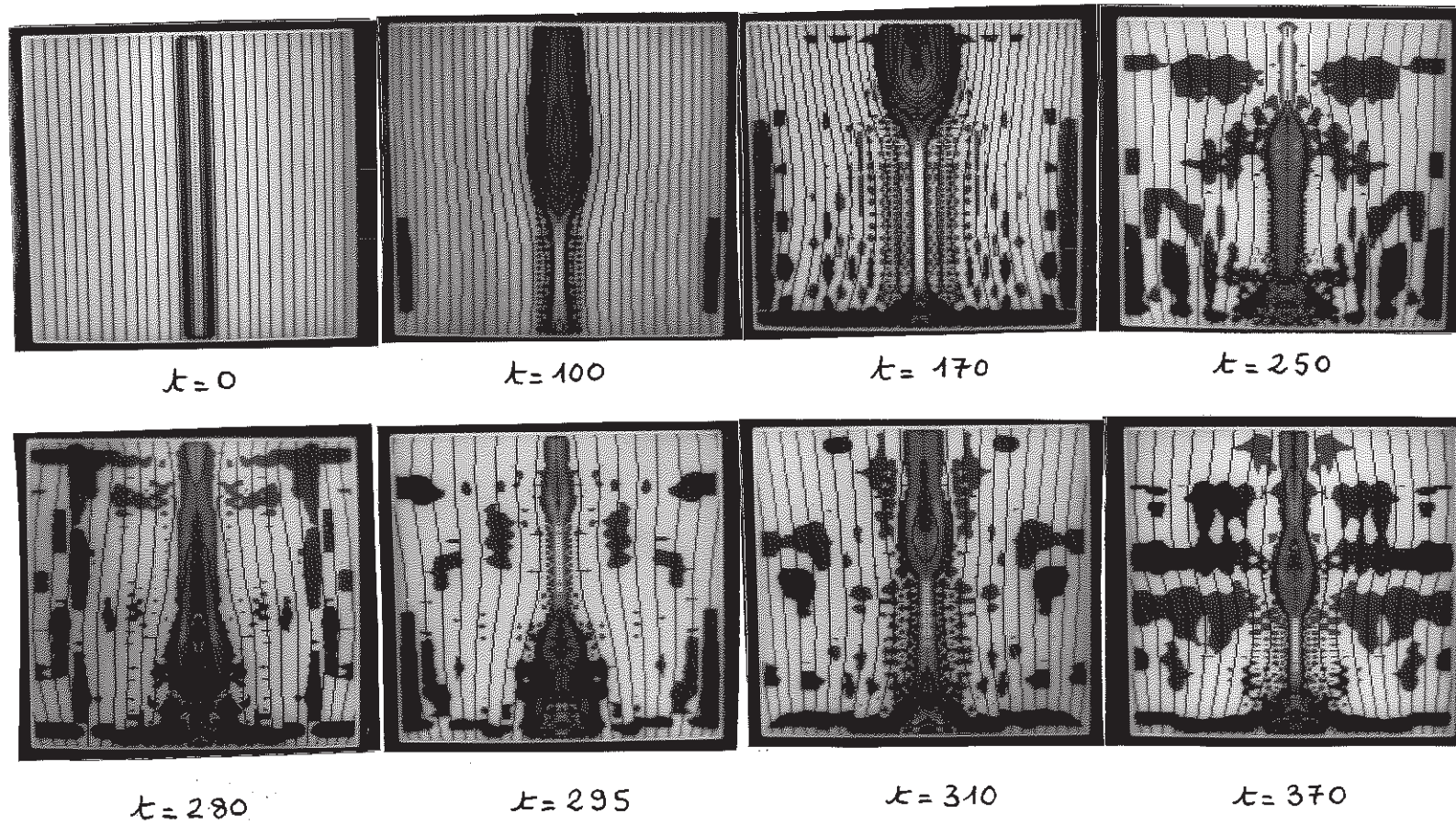


Figure 7

Evolution de la densité de courant j et des lignes de champ magnétique.

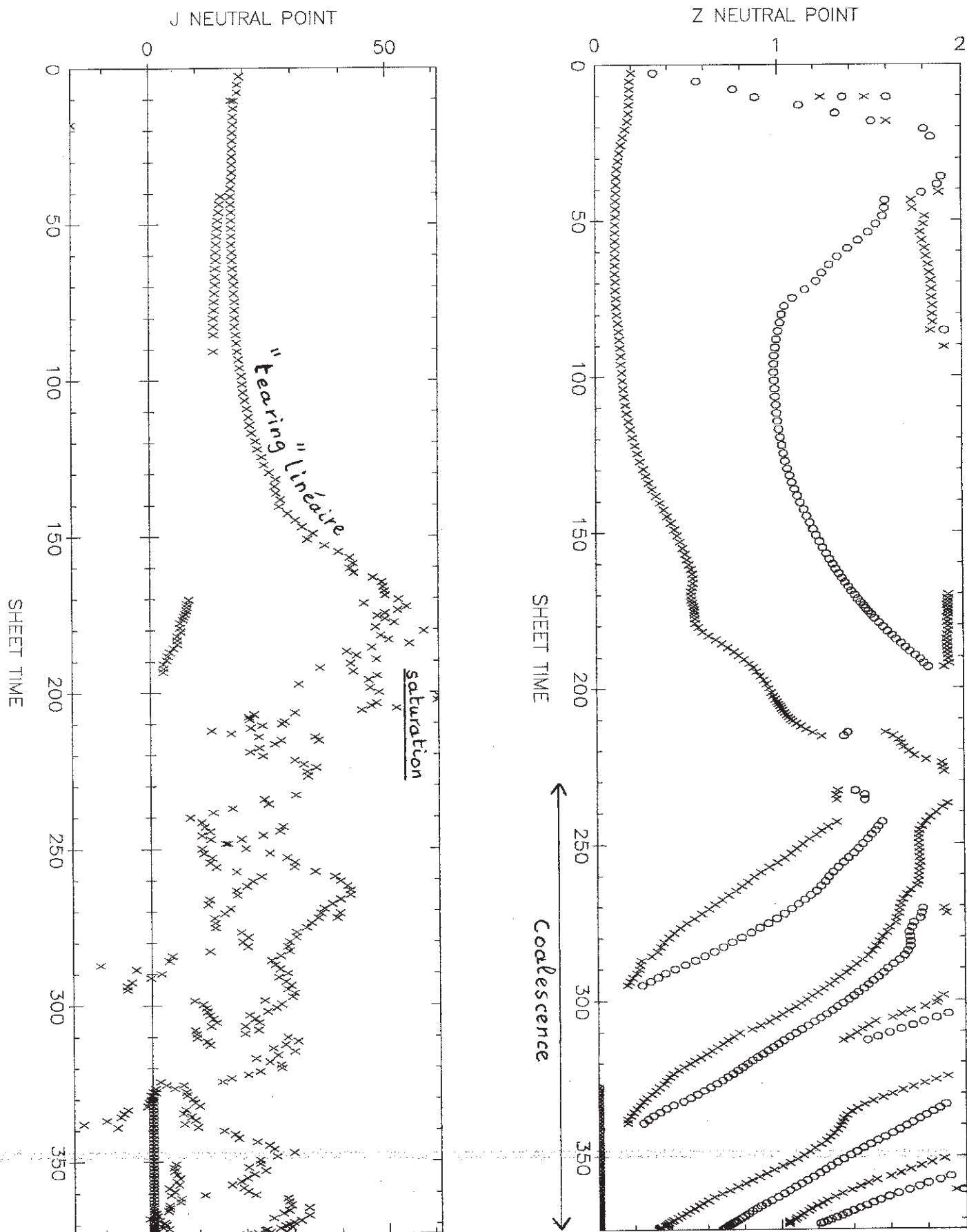


Figure 8a et b

Evolution de l'altitude des lignes neutres (X et O) et du courant aux points neutres X.

REFERENCES

- Boris, J.P., Book, D.L. : 1971, Journal of computational physics, 11, 38.
- Boris, J.P., Book, D.L., Hain, K. : 1974, Journal of Computational physics, 18, 248.
- Boris, J.P., Book, D.L. : 1975, Journal of Computational physics, 20, 397.
- Cargill, P.J. : 1982, rapport interne à l'Université de St. Andrews, Scotland
- Chu, C.K. : 1978, Adv in Applied Mechanics, 18, 285.
- Chu, C.K., Sereny, A. : 1974, Journal of Computational physics, 15, 476.
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1983, Solar Physics, 84, 170.
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1984, sous presse à Solar Physics.

REMERCIEMENTS

L'auteur remercie tout particulièrement le Dr. T.G. Forbes (Université du New Hampshire, Durham, U.S.A.) pour l'avoir initié aux problèmes numériques.

II - 2 - La reconnexion magnétique (radiative) : état des connaissances.

II - 2 - 1 - Introduction

Les phénomènes de dissipation du champ magnétique ont une importance considérable en physique solaire. Ils sont régis par l'équation d'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \Delta \vec{B} + \vec{rot} (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

ou $\eta = 1/\mu_0\sigma$ est la diffusivité du plasma (σ est la conductivité égale à $8 \cdot 10^{-4} T^{3/2} \text{MKSA}$). L'échelle de temps sur laquelle se produit la diffusion du champ magnétique est donnée par

$$\tau_d = w^2/\eta,$$

w étant une échelle de longueur caractérisant la variation de \vec{B} . L'échelle de temps convective est donnée par $\tau_c = w/v$, v étant la vitesse de convection du plasma. Le rapport entre τ_d et τ_c caractérise l'importance relative des termes dissipatifs et convectifs de l'équation d'induction et est appelé "nombre de Reynolds magnétique" R_m :

$$R_m = \tau_d/\tau_c = wv/\eta$$

Si l'on égalise v à la vitesse d'Alfvén $v_a = B/(\mu_0\rho)^{1/2}$, le temps convectif τ_c est égal au temps d'Alfvén τ_a ($\tau_a = w/v_a$), et le nombre de Reynolds magnétique s'appelle alors "nombre de Lundquist". La table ci-dessous montre les ordres de grandeur auxquels on s'attend dans l'atmosphère solaire moyenne (non perturbée) pour le nombre de Lundquist (R_m) et d'autres paramètres utiles, comme le β du plasma, le champ magnétique, la température, la densité, et les vitesses caractéristiques du son et d'Alfvén ($c_s = (\gamma kT/m)^{1/2}$; $V_a = B/(\mu_0\rho)^{1/2}$; $\beta = (c_s/v_a)^2$).

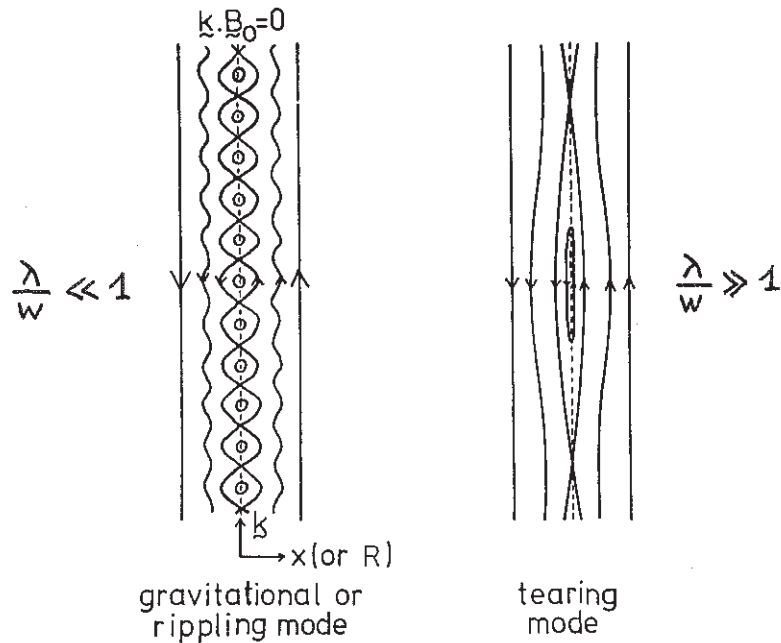
PROPERTIES OF THE SOLAR ATMOSPHERE (d'après Priest, 1983)

	W Depth	Density (m^{-3})	temperature T (K)	B(G)	c_s ($km\ s^{-1}$)	v_a ($km\ s^{-1}$)	β	Debye length (m)	Ion Larmor radius (m)	Mean free path (m)	$R_m = \tau_d/\tau_c$
Corona	100000Km	10^{15}	2×10^6	$1 - 10^2$	200	$10^2 - 10^4$	$1 - 10^{-4}$	3×10^{-3}	$10 - 0.1$	3×10^5	$10^{13} - 10^{15}$
Chromosphere	2000 km	10^{17}	10^4	$1 - 10^2$	20	$10 - 10^3$	$1 - 10^{-4}$	2×10^{-5}	$0.5 - 0.005$	10^{-1}	$10^7 - 10^9$
Photosphere	500 km	10^{23}	6×10^3	$1 - 10^3$	10	$10^{-2} - 10$	$10^6 - 1$	2×10^{-8}	$1 - 10^{-3}$	10^{-7}	$10^3 - 10^6$

Le nombre de Reynolds, usuellement très supérieur à 1 partout, implique que les phénomènes convectifs dominent sur la dissipation et que les lignes de force sont gelées dans la matière. Par contre, ceci devient faux dès que le plasma développe des petites échelles, ou bien le long de surfaces singulières telles que $\vec{\text{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{0}$, par exemple le long de nappes de courant minces. Dans ce cas, les phénomènes dissipatifs l'emportent et des instabilités résistives, impliquant la reconnexion des lignes de force entre elles, peuvent se manifester. Furth et al. (1963) ont montré que l'instabilité de déchirement ("tearing mode") peut se produire dans des nappes de courant sur des échelles de temps $\tau_t = \tau_d^{1/2} \tau_a^{1/2}$ (en symétrie plane) beaucoup plus courtes que les échelles de temps diffusives τ_d , mais plus longues que le temps d'Alfvén τ_a , temps caractéristique des instabilités idéales ($\tau_d/\tau_a = R_m$, alors que $\tau_t/\tau_a = R_m^{1/2}$ et τ_a, τ_t, τ_d sont égaux respectivement à environ 1s, 10⁷s et 10¹⁴s dans la couronne). Le mode dont le taux de croissance est le plus rapide possède la plus grande longueur d'onde spatiale λ reliée approximativement à l'épaisseur du feuillet w par la relation :

$$\lambda = w R_m^4 \quad (\lambda/w \gg 1)$$

Cette instabilité (figure) développe donc par reconnexion magnétique de grands ilots ; elle convertit l'énergie magnétique en chaleur et en énergie cinétique beaucoup plus rapidement que la diffusion pure (échelle de temps τ_t au lieu de τ_d , avec $\tau_t/\tau_d = R_m^{-1/2}$). Néanmoins, sans faire appel à des mécanismes turbulents pour augmenter la diffusivité magnétique, ou à des échelles de longueur très courtes, l'échelle de temps τ_t est quand même trop longue (100 jours dans la couronne moyenne) pour expliquer, par exemple, les éruptions : le "tearing mode" ne se développe sur des temps intéressants (quelques minutes) que dans des nappes de courant de faible épaisseur (10km), en présence de résistivité anormale (facteur 10⁴). C'est dans cet esprit que ce mécanisme a été utilisé pour expliquer les instabilités éruptives, (Heyvaerts et al, 1977) mais nous verrons plus loin que l'écoulement de Petschek (1964) permet une reconnexion plus rapide que le "tearing mode" et, à fortiori, que la diffusion pure.



Small- and long- wavelength resistive instabilities in a current sheet or a sheared magnetic field. (d'après Priest, 1982).

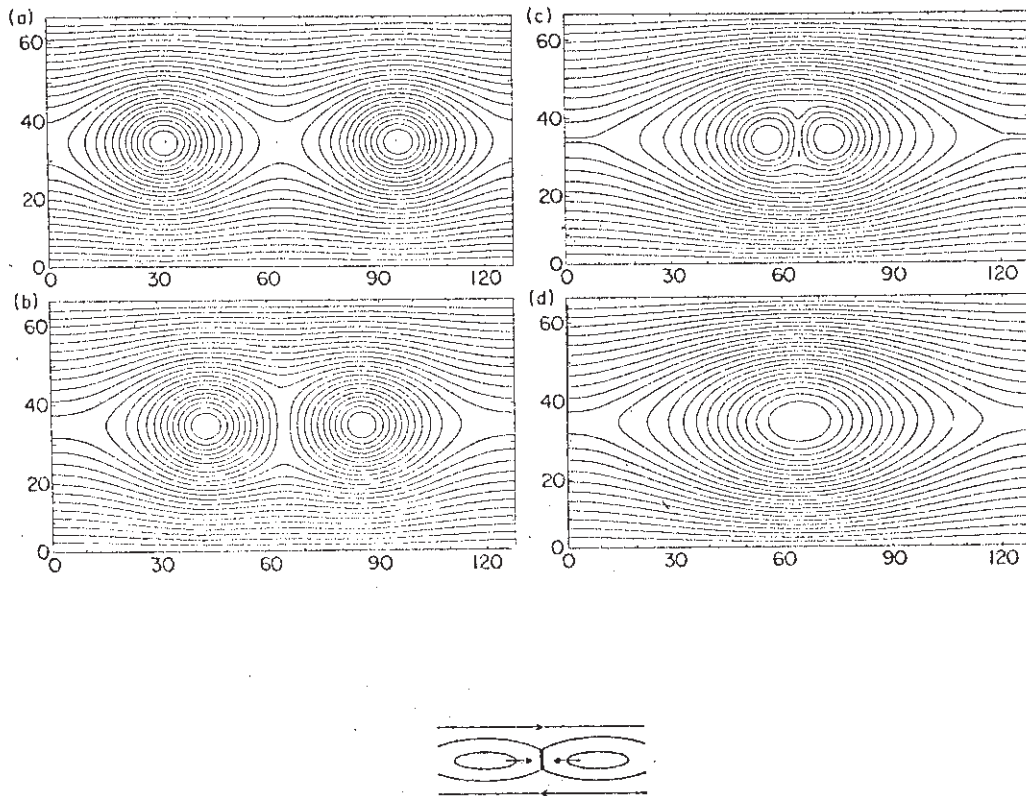
Il existe aussi d'autres instabilités résistives (figure), moins importantes, qui développent, au contraire, des petites échelles spatiales ($\lambda/w \ll 1$), mais qui se produisent en présence d'un gradient de densité $\rho(x)$ transverse à la direction du feuillet ("gravitational mode"), ou bien en présence d'un gradient transverse de la diffusivité magnétique ($\eta(x)$, "rippling mode"). Ce dernier mode ne peut pas se produire dans nos simulations numériques (car la diffusivité η est constante).

Sur le Soleil, les mécanismes de reconnexion interviennent dans beaucoup de phénomènes (Priest, 1984, 1986), que ce soit la reconnexion forcée ou spontanée :

- l'équilibre des protubérances, dont la structure magnétique comportant un point neutre X (modèles Kuperus - Raadu) évolue au travers d'une série d'équilibres quasi-statiques sous l'influence des mouvements de convection sub-photosphériques (T3C).
- le chauffage de la couronne, qui peut être dû à la dissipation provenant du mélange de phase des ondes d'Alfvén (modes "tearing" de petite échelle) dans des inhomogénéités de champ magnétique (Heyvaerts et Priest, 1983).
- les éruptions solaires, qui peuvent être déclenchées par l'émergence de nouveau flux magnétique poussant sous la photosphère (Heyvaerts et al, 1977 ; Forbes

et Priest, 1984). La reconnexion magnétique est aussi importante au cours de la phase graduelle (formation des boucles ou protubérances en boucles appelées "post flare loops"), lorsque l'ouverture impulsive des lignes de force a créé une nappe de courant dont les lignes de force se reconnectent (Forbes et Priest, 1982, 1983 ; Kopp et Pneuman, 1976).

La phase non linéaire de développement des modes de déchirement est fort complexe et ne peut être étudiée que numériquement. Lorsque plusieurs ilots se sont formés, ils peuvent s'attirer mutuellement (les courants électriques étant de même signe dans chacun des ilots) : c'est alors l'instabilité de coalescence, dans laquelle deux ilots s'approchent l'un de l'autre (sur une échelle de temps d'Alfvén) en créant une nappe de courant entre eux, dont la reconnexion aboutit à la formation d'un unique ilot (figure).



(d'après Bhattacharjee et al, 1983).

La nappe de courant à l'interface de deux ilots s'approchant l'un de l'autre peut être instable et sujette à une instabilité de "tearing" secondaire, sur une échelle de temps beaucoup plus courte (Biskamp, 1982).

D'autre part, lorsque deux systèmes de flux s'approchent l'un vers l'autre avec une vitesse v , à grande distance du point neutre X , on peut avoir un régime de reconnexion magnétique rapide, dont le type dépend de la valeur de v . Lorsque

$$v_a / R_m^{1/2} \leq v \leq v_{\max},$$

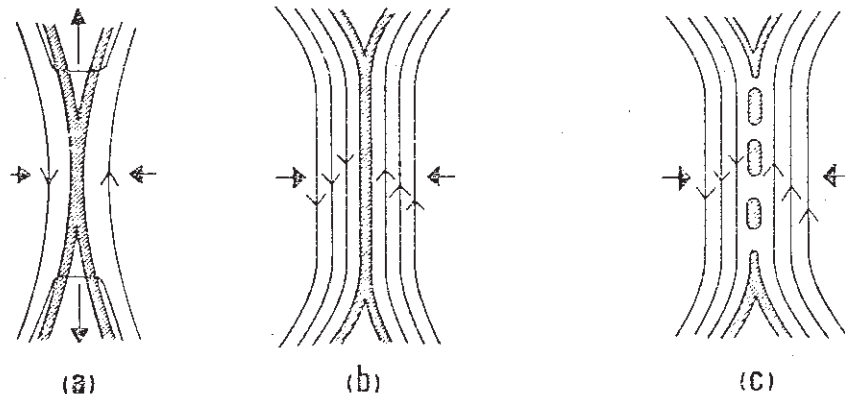
avec v_a = vitesse d'Alfvén à grande distance du point X ,

R_m = nombre de Lundquist à grande distance du point X ,

on est en présence du régime Petschek-Sonnerup ($v_{\max} = \pi v_a / (8 \log R_m)$ dans le cas du régime d'écoulement de Petschek). Typiquement, v_{\max} est compris entre $0.01 v_a$ et $0.1 v_a$, et la nappe de courant donne naissance à deux chocs lents, car la vitesse d'approche est supérieure à la vitesse caractéristique du mode lent.

Par contre, lorsque $v > v_{\max}$, ou lorsque $R_m > R_{m_{\max}}$, un état stationnaire n'est pas possible compte tenu des valeurs de v et B à grande distance du point X , de telle sorte que le flux s'accumule et la nappe de courant s'étend puisque tout le flux incident ne peut être reconnecté ("flux pile-up regime").

Enfin, un régime impulsif de reconnexion ("impulsive bursty reconnection") peut se développer à partir des deux précédents, lorsque la longueur l de la région de diffusion devient si grande par rapport à sa largeur w que le régime de Petschek devient instable et que le "tearing" secondaire apparaît. Dans ce cas, des îlots se forment sur une échelle de temps τ_t , et coalescent rapidement (échelle de temps τ_a). Le processus peut se reproduire plusieurs fois (Forbes et Priest, 1982, 1983) et dissipe l'énergie sporadiquement sur une échelle de temps beaucoup plus courte (τ_a) que le régime idéal de Petschek. Ce mode impulsif de dissipation est d'autant plus efficace que R_m , β^{-1} et w^{-1} sont grands. Il n'apparaît que si le temps d'éjection d'un îlot l/v_a hors du feuillet neutre est supérieur au temps de création par déchirement ($\sqrt{w^3/\eta v_a}$), soit lorsque $l/w > R_m^{1/2}$. La figure ci-dessous montre les divers régimes de reconnexion magnétique rapide que l'on trouve dans les simulations numériques effectuées jusqu'ici.



Regimes of fast reconnection: (a) Petschek-Sonnerup, (b) flux pile-up, (c) impulsive bursty.

II-2-2 Modèles de reconnexion magnétique rapide stationnaire

Sweet (1958) et Parker (1963) sont les auteurs des premiers modèles de reconnexion magnétique incompressible, et stationnaire dans une nappe de courant. Dans leur travail, le champ magnétique diffuse à la vitesse $v_i = \eta/w$ au travers du plasma, qui est éjecté aux extrémités de la nappe de courant de longueur l et d'épaisseur w à la vitesse d'Alfvén $v_{ai} = B_i/\sqrt{\mu\rho}$. La conservation de la masse donne :

$$l v_i = w v_{ai}$$

Le nombre de mach de l'écoulement s'approchant du feuillet est alors

$$M_i = l/\sqrt{R_{mi}} = v_i/v_{ai} = w/l$$

et l'échelle de temps de la reconnexion de Sweet-Parker est

$$\tau_s = l/v_i = \tau_a/M_i = \tau_a R_{mi}^{1/2}$$

où τ_a est l'échelle de temps d'Alfvén basée sur la longueur du feuillet l ($\tau_a \approx 1s$), et $R_{mi} = l v_{ai}/\eta$ est le nombre de lundquist basé lui aussi, sur la longueur de la nappe de courant (R_{mi} vaut usuellement 10^{14} dans la couronne). C'est ici qu'apparaît l'inconvénient du modèle diffusif de Sweet-Parker : la reconnexion est extrêmement lente ($M_i \sim 10^{-7}$; $\tau_s/\tau_a \sim 10^7$, soit $\tau_s \approx 100$ jours). Cet écueil fut surmonté par Petschek (1964), suggérant l'existence de deux paires de chocs lents issus de la région diffusive centrale, de type Sweet-Parker, mais beaucoup plus petite ; ainsi R_{mi} est beaucoup plus petit et M_i bien plus grand (limite théorique égale à 1 lorsque $l = w$). Le plasma et le champ magnétique traversent les chocs lents, et l'énergie magnétique est convertie en énergie calorifique et cinétique par les deux jets issus du site de reconnexion. Dans ce modèle, le champ à grande distance est uniforme (B_e) et relié au champ B_i (au voisinage de la région diffusive de Sweet-Parker) par :

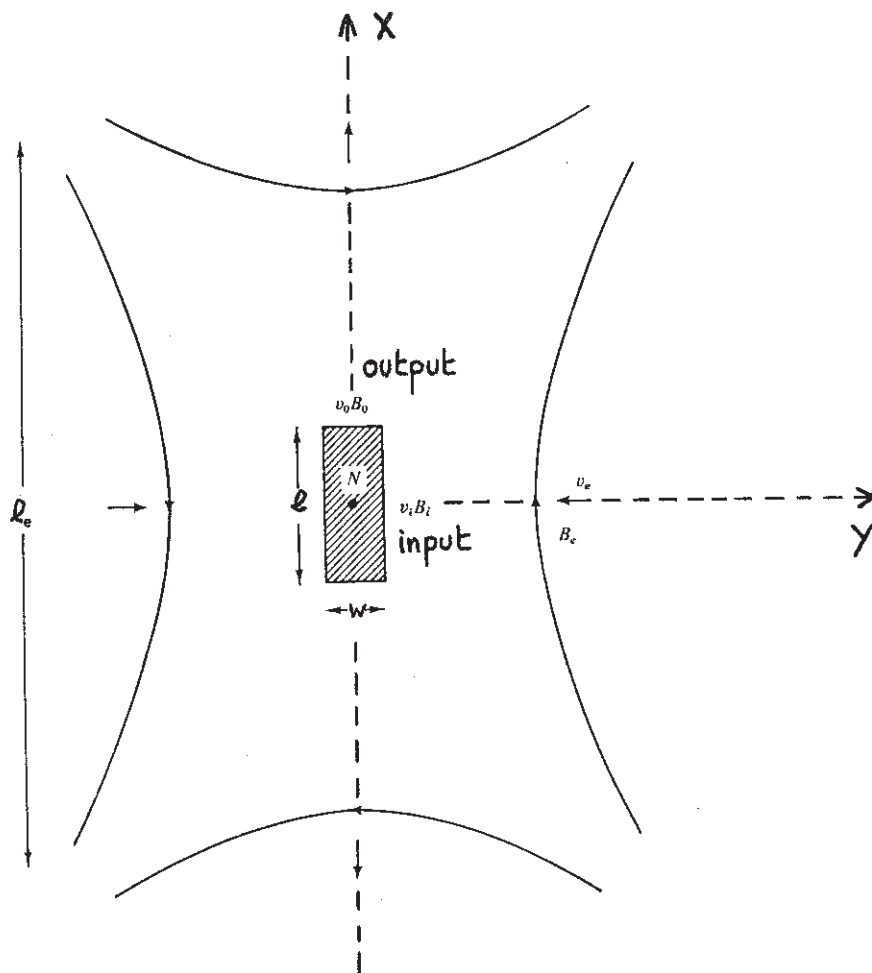
$$B_i = B_e - \frac{4 B_n}{\pi} \log \frac{l_e}{l} \quad (1)$$

l et l_e étant respectivement les longueurs caractéristiques de la région diffusive de Sweet-Parker et de l'écoulement global. B_n est la composante du champ magnétique, dans la direction y transverse au feuillet (figure), pour $l \leq x \leq l_e$ (le long de l'axe x), c'est à dire la composante normale au choc (la position des deux paires de chocs lents étant donnée par $y = \pm (1 + M_e x)$, avec $M_e = v_e/v_{ae}$ nombre de mach à grande distance de la région centrale de Sweet-Parker).

B_n est relié à v_e par :

$$v_e = B_n/\sqrt{\mu\rho} \quad (2)$$

de telle sorte que plus v_e est élevé, plus l'angle α entre les chocs augmente ($\tan \alpha/2 = M_e$), plus B_n est grand et ainsi B_i est faible.



En utilisant (1) et (2), et en utilisant les équations suivantes (avec les notations de la figure) :

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} R_{me} = l_e v_{ae} / \eta \\ v_{il} = v_{ai} w \quad (v_o = v_{ai}) \\ v_i = \eta / w \\ v_{ai} = B_i / \sqrt{\mu_o \rho} = v_{ae} B_i / B_e \\ v_i B_i = v_e B_e \text{ (champ électrique uniforme)} \end{array} \right.$$

on obtient, en fonction des paramètres à grande distance du feuillet (R_{me} , donc v_{ae} et l_e) et le rapport (B_i/B_e) :

$$M_e = (\pi/4) (1 - B_i/B_e) / \log(l_e/l)$$

$$\text{et } l_e/l = R_{me} M_e^2 (B_e/B_i)^3$$

d'où l'on tire l'équation transcendante pour M_e :

$$M_e = (\pi/4) (1 - B_i/B_e) / \log [R_{me} M_e^2 / (B_i/B_e)^3] \quad , \text{ d'où } v_e = M_e v_{ae} .$$

M_e étant alors connu en fonction de B_i/B_e et R_{me} , on peut alors en déduire les quantités suivantes :

$$l/l_e = (B_i/B_e)^3 / (R_{me} M_e^2)$$

$$R_{mi} = (B_i/B_e)^4 / M_e^2$$

$$M_i = M_e / (B_i/B_e)^2$$

$$v_{ai} = v_{ae} B_i / B_e$$

$$w/l = v_i / v_{ai} = M_i = M_e / (B_i/B_e)^2$$

$$v_i = v_e / (B_i/B_e)$$

Le plasma est éjecté de la région diffusive à la vitesse d'Alfvén $v_o = v_{ai} (B_i/\sqrt{\mu_o \rho})$. Le champ magnétique B_o est alors, à la sortie de la région diffusive :

$$B_o/B_i = v_i / v_{ai} = M_i = M_e / (B_i/B_e)^2 ,$$

$$\text{soit } B_o/B_e = M_e / (B_i/B_e)$$

Le temps de reconnexion de Petschek est

$$\tau_p = l_e / v_e = \frac{l_e}{v_{ae}} \frac{1}{M_e} = \tau_a / M_e$$

τ_a étant le temps d'Alfvén basé sur la dimension de l'écoulement l_e .

Petschek suppose que $B_i = 1/2 B_e$ pour calculer le nombre de mach M_e^* maximal possible. On trouve :

$$M_e^* = \pi / \left(8 \log (8 R_{me} M_e^{*2}) \right)$$

soit approximativement, lorsque R_{me} est grand :

$$M_e^* \approx \pi / (8 \log R_{me})$$

nombre compris généralement entre 0.01 et 0.1, c'est à dire beaucoup plus grand que dans le modèle Sweet-Parker ($M_e^* = 1/R_{me}^{1/2}$, soit environ 10^{-7} avec $R_{me} = 10^{14}$). Avec $B_i/B_e = 1/2$, on obtient alors :

$$(l/l_e)^* = \frac{1}{8 R_{me} M_e^{*2}} \approx \frac{8 \log^2 R_{me}}{\pi^2 R_{me}} \approx 1/R_{me} \approx 10^{-12}$$

La dimension l de la région de diffusion de Sweet-Parker est donc très petite par rapport à l'échelle de longueur environnante l_e . On trouve aussi

$$R_{mi}^* = \frac{1}{16 M_e^{*2}} \lesssim 1 \quad (\text{à comparer aux } 10^{-14} \text{ de Sweet-Parker})$$

$M_i^* = 4 M_e^*$ (donne $0.04 \leq M_i^* \leq 0.4$, à comparer aux 10^{-7} du modèle de Sweet-Parker).

$$v_{ai}^* = v_{ae}/2$$

$$(w/l)^* = M_i^* \quad (\text{entre } 0.04 \text{ et } 0.4)$$

$$v_i^* = 2 v_e^* \quad (v_e^* = M_e^* v_{ae})$$

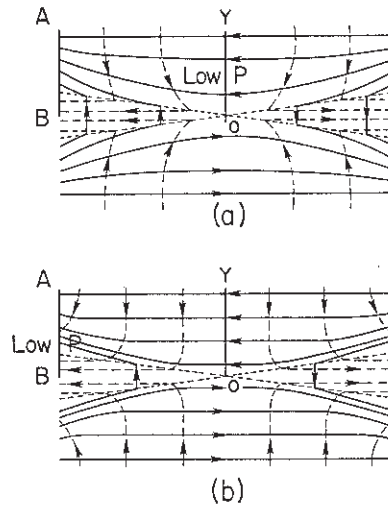
$$(B_o/B_e)^* = 2 M_e^* \quad (\text{entre } 0.02 \text{ et } 0.2)$$

Le temps caractéristique de la reconnexion de Petschek est

$$(\tau_p/\tau_a)^* = M_e^{*-1} = (8/\pi) \log R_{me} \approx 50 \quad (\text{à comparer aux } 10^7 \text{ du modèle Sweet-Parker}).$$

On a vu que le modèle d'écoulement de Petschek donne $0.01 \leq M_e^* \leq 0.1$. Sonnerup (1970) a proposé un modèle dans lequel M_e^* peut atteindre l'unité. La direction de l'écoulement diffère entre ces deux modèles : il converge vers le feuillet neutre (Petschek) ou diverge (Sonnerup), selon que le champ magnétique B_x est uniforme sur le bord AB et inférieur décroissant le long de YO (Petschek), ou selon que B_x est uniforme sur YO et supérieur le long de AB (Sonnerup, voir figure).

Priest et Forbes (1986) ont unifié les modèles de reconnexion incompressible et stationaire formulés jusqu'ici, et nous exposons maintenant leurs remarquables résultats. On notera que ces modèles s'appliquent aussi bien à la reconnexion forcée qu'à la phase d'écoulement déclenchée par un mode "tearing".



Magnetic field lines (solid) and streamlines (dashed) for (a) Petscheklike reconnection (fast mode expansion) and (b) Sonneruplike reconnection (slow mode expansion) [after Vasyliunas, 1975].

On notera aussi que Soward (1982) et Soward et Priest (1982) ont généralisé la théorie de l'écoulement incompressible de Petschek au cas compressible. Soward et Priest (article 1, 1982) étudient la reconnexion coplanaire dans un fluide compressible et remplacent les ondes d'Alfvén stationnaires de la théorie de Petschek (incompressible) par des chocs magnéto-acoustiques lents. Ils montrent aussi que le taux de reconnexion maximal est égal à la moitié environ de celui de Petschek. Soward (article 2, 1982) inclut dans le modèle une troisième composante de champ magnétique, (champ transverse), et montre que la dissipation d'énergie magnétique décroît de plus de 50% par comparaison à la reconnexion coplanaire.

Unification de Priest et Forbes (1986, modèle incompressible) :

Priest et Forbes (1986) considèrent un écoulement à deux dimensions, stationnaire et incompressible, satisfaisant à l'équation du mouvement

$$\rho (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} = - \text{grad} (P + B^2/2\mu_0) + (\vec{B} \cdot \text{grad}) \vec{B}/\mu_0$$

et à la loi d'Ohm

$$\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = 0,$$

avec en plus $\vec{E} = \text{constante}$, $\text{div} \vec{v} = 0$, $\text{div} \vec{B} = 0$ et $\vec{j} = \text{rot} \vec{B}/\mu_0$.

Ils perturbent l'équilibre initial uniforme (figure) $\vec{B} = \vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_x$, $\vec{v} = \vec{v}_0 = 0$, $\vec{j} = \vec{j}_0 = 0$, $\rho = \rho_0$, $P = P_0$ et résolvent les équations ci-dessus à l'aide d'un développement en série ($\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \dots$, $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \dots$). Ils montrent que l'on a :

- au premier ordre :

$$j_1 = \frac{1}{B_0} \frac{d P_1}{d y} \quad = \text{fonction de } y \text{ seulement.}$$

$$\vec{v}_1 = (E/B_0) \vec{e}_y$$

- au second ordre :

$$\vec{v}_2 = - v_1 (B_{1x}/B_0) \vec{e}_y + (v_1/B_0) (B_{1y} - x\mu_0 j_1) \vec{e}_x$$

Dans ces équations, $\vec{B}_1 = \text{rot} \vec{A}_1$, et \vec{A}_1 satisfait à $\Delta \vec{A}_1 + \mu_0 \vec{j}_1 = 0$

Cette équation est résolue avec les conditions aux limites suivantes, par séparation des variables (figure) et développement en série de Fourier :

- B_{1x} pair en x (B_{1y} impair)

- $\partial B_{1y} / \partial x = 0$ en $x = 1$ (condition "free floating")

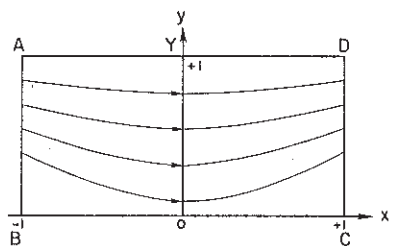
- $B_{1x} = 0$ en $y = 1$

- $B_{1y} = f(x)$ en $y = 0$ (base)

avec $f(x) = 2 B_n (1/l_e \leq x \leq 1)$

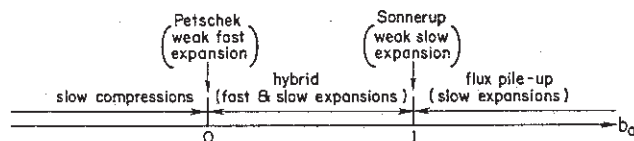
$f(x) = 2 B_n l_e x/l$ ($0 \leq x \leq 1/l_e$)

B_n étant le champ orthogonal à la direction des chocs, l la longueur de la nappe de courant (région diffusive) et l_e la dimension de l'écoulement global (normalisée à la valeur 1 ici). L'harmonique fondamentale dépend d'un paramètre b_0 , qui représente la vitesse de l'écoulement transverse (v_x) aux frontières, proportionnel à $(b_0 - 2/\pi)$. La composante v_y est toujours dirigée vers le feuillet neutre ($v_y < 0$). La pression P et le courant électrique j ne dépendent que de la variable y ; j est nul dans le cas où $b_0 = 0$ (Petschek).



The nomenclature for the upper half of the finite region where reconnection is taking place. BOC and YO represent axes of symmetry, while A and D are the points $(-1, 1)$ and $(1, 1)$, respectively.

Ce paramètre b_0 permet de classifier les modèles selon diverses classes (figure ci-dessous)

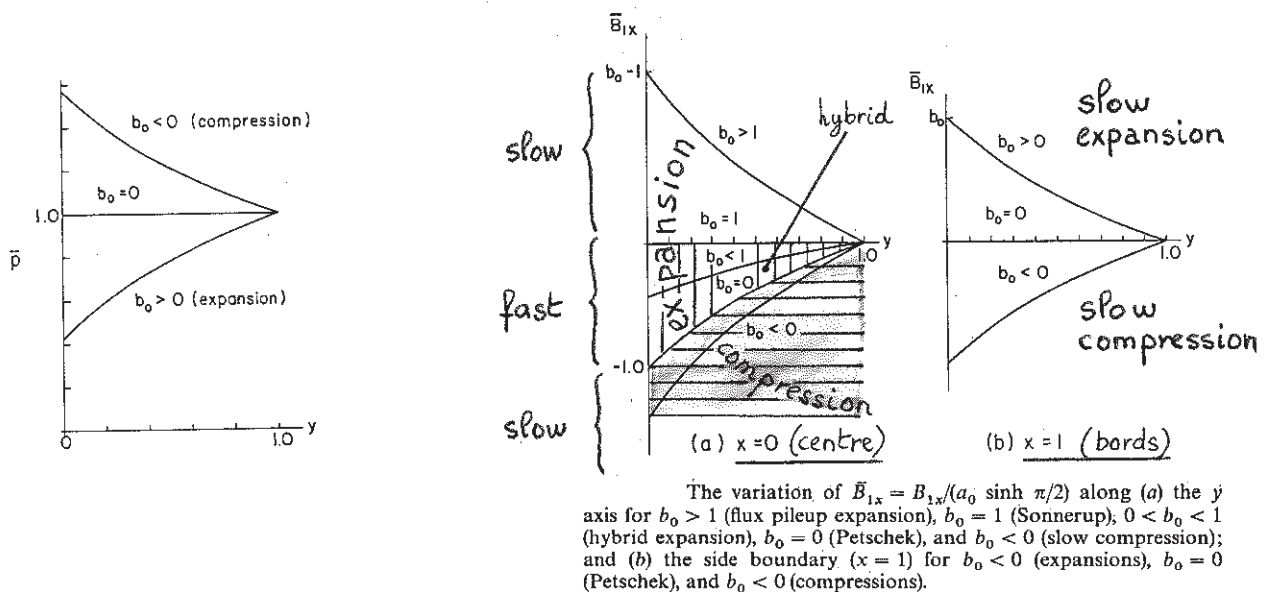


The classification with b_0 of different members of the family of fast reconnection solutions when only the fundamental ($n = 0$) is taken.

La structure magnéto-dynamique de chaque solution est caractérisée par les qualificatifs expansion ou compression, selon que la pression du plasma décroît ou croît vers la direction du feuillet neutre. Ces expansions sont de mode rapide (ou de mode lent) selon que le champ magnétique décroît (ou croît) vers la direction du feuillet. Les compressions sont de mode rapide (ou de mode lent)

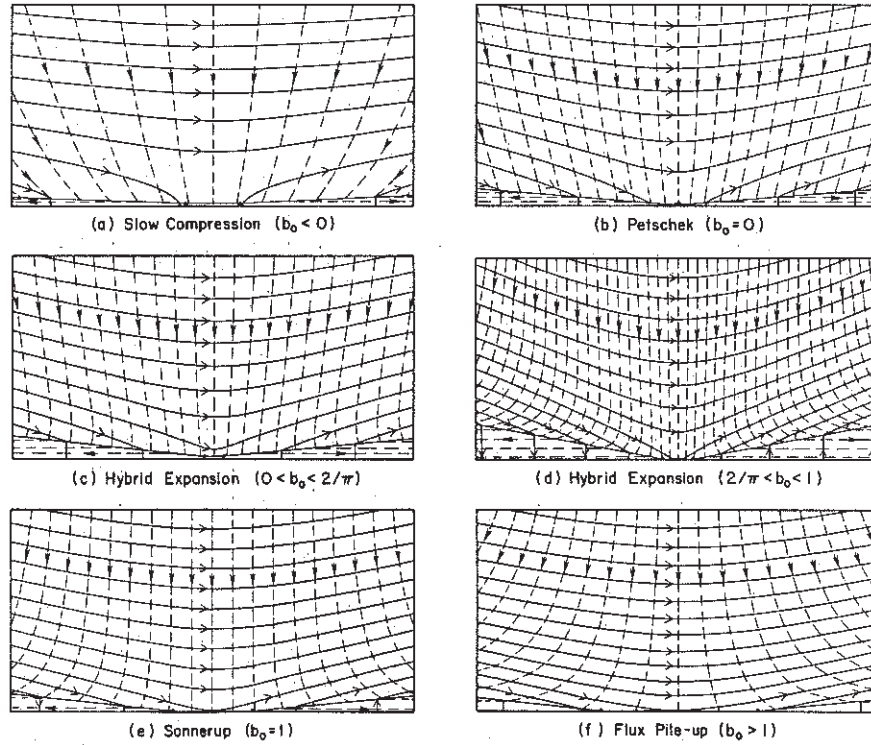
selon que le champ magnétique croît (ou décroît) en se déplaçant vers la nappe de courant.

Le régime de Petschek est obtenu pour $b_0 = 0$; il sépare les expansions des compressions (figures ci-dessous). Le régime de Sonnerup est obtenu pour $b_0 = 1$. Il s'agit d'une expansion qui sépare un mode rapide d'un mode lent. Il existe un régime hybride, avec expansion rapide au centre (axe oy) et expansion lente sur les bords (cas $0 < b_0 < 1$). Pour $b_0 < 0$, on est en présence de compressions lentes ; pour $b_0 > 1$, c'est le "flux pile-up" regime, dans lequel l'écoulement diverge, la pression décroît et le champ magnétique croît vers le feuillet.



La vitesse, dans la direction x , est donnée, pour $y = 1$, par une loi du type $v_x = b_0 x - (2/\pi) \sin(\pi x/2)$. La structure de l'écoulement dépend donc étroitement de la valeur de b_0 . Au coin supérieur droit ($x = y = 1$), l'écoulement est divergent si $b_0 > 2/\pi$ ou convergent si $b_0 < 2/\pi$, et l'on obtient les divers modèles de la figure ci-dessous. Inversement, dans un écoulement donné, c'est la valeur de v_x aux frontières qui détermine le paramètre b_0 et donc le type de modèle qui s'applique (cas des simulations numériques en particulier).

Priest et Forbes ont aussi calculé le taux de reconnexion magnétique maximal correspondant à chacun de ces modèles, c'est à dire la valeur maximale



Magnetic field lines (solid) and streamlines (dashed) for different classes of solution with $R_{me} = 500$ and the ends of the diffusion region indicated by dots: (a) $b_0 = -2.0$, $M_e = M_e^* = 0.043$, $M_i = 0.18$, $L/L_e = 0.127$; (b) $b_0 = 0$, $M_e = M_e^* = 0.091$, $M_i = 0.76$, $L/L_e = 0.010$; (c) $b_0 = 0.3$, $M_e = 0.100$, $M_i = 0.242$, $L/L_e = 0.053$; (d) $b_0 = 0.8$, $M_e = 0.200$, $M_i = 0.146$, $L/L_e = 0.080$; (e) $b_0 = 1.0$, $M_e = 0.100$, $M_i = 0.100$, $L/L_e = 0.200$; (f) $b_0 = 2.0$, $M_e = 0.100$, $M_i = 0.064$, $L/L_e = 0.392$. (Only every third streamline in the outflow jets is indicated.)

Magnetic field lines (solid) and streamlines (dashed) for different classes of solution with $R_{me} = 500$ and the ends of the diffusion region indicated by dots.

(d'après Priest et Forbes, 1986)

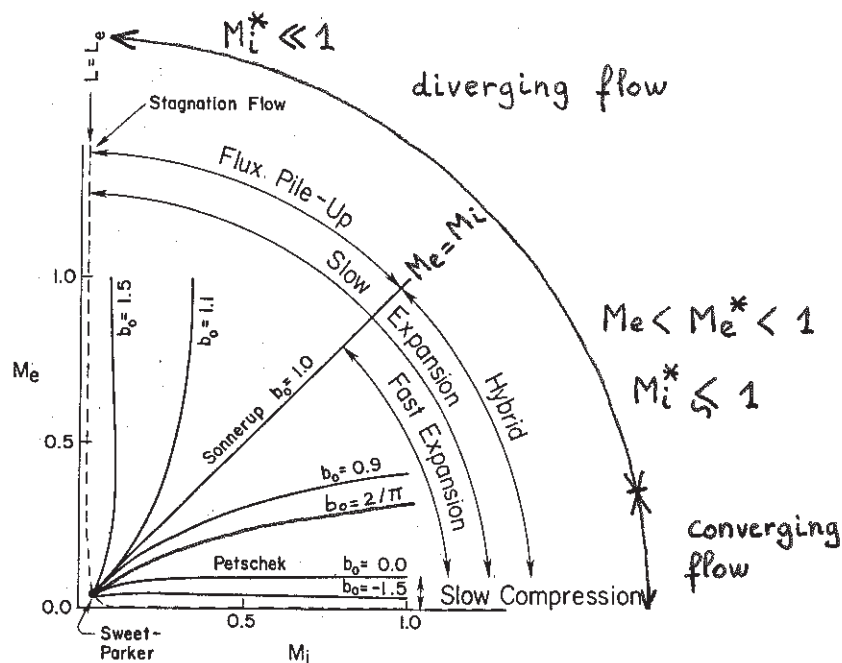
possible M_e^* que peut prendre le nombre de Mach $M_e = v_e/v_{ae}$ de l'écoulement se dirigeant vers la région diffusive, en fonction des quantités à grande distance B_e et v_{ae} , donc $R_{me} = v_{ae} l_e/\eta$ (l_e est la taille globale de l'écoulement).

Lorsque $b_0 < 1$, ce nombre M_e^* existe et est donné par :

$$M_e^* \approx \pi / \left[4(1-b_0) \log R_{me} \right]$$

c'est à dire par une formule pratiquement identique à celle trouvée par Petschek ($\pi / (8 \log R_{me})$).

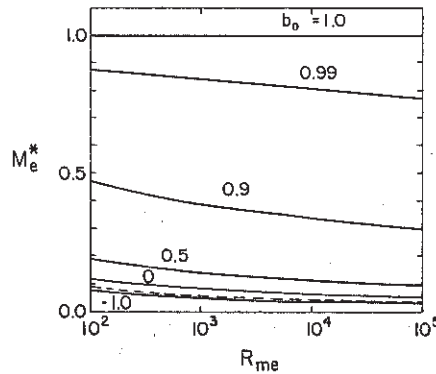
Priest et Forbes ont aussi établi une relation générale entre le taux de reconnexion magnétique M_e (nombre de Mach à grande distance), le nombre de Mach M_i à l'entrée de la région diffusive, ainsi que le nombre de Reynolds magnétique à grande distance R_{me} . Les résultats sont résumés sur la figure ci-dessous, pour $R_{me} = 500$.



Le modèle de Petschek ($b_0 = 0$) possède un taux de reconnexion maximal M_e^* de l'ordre de 0.1, pour $M_i^* \approx 0.75$, ce qui est considérablement plus fort que le modèle de Sweet-Parker ($M_e = M_i = 10^{-7}$). Le modèle de Sonnerup ($b_0 = 1$) est caractérisé par $M_i = M_e$. Il sépare un régime de reconnexion magnétique qui peut être arbitrairement rapide (cas où $b_0 > 1$, pas de maximum pour M_e , mais avec un maximum M_i^* pour M_i assez faible devant 1) d'un régime présentant un taux de reconnexion maximal fini $M_e < M_e^* < 1$, souvent atteint pour des valeurs de $M_i = M_i^*$ élevées et proches de 1 (cas où $b_0 < 1$). Dans le cas de la reconnexion magnétique arbitrairement rapide ($b_0 > 1$), le nombre de Mach M_i au voisinage de la région diffusive peut être, à l'inverse des cas où le taux de reconnexion est limité ($b_0 < 1$), très petit devant l'unité : la région de diffusion est alors longue et fine, et peut être le siège d'instabilités sporadiques ("impulsive bursty regime", voir section précédente).

La figure ci-dessous, toujours tirée de Priest et Forbes, montre le taux maximal de reconnexion M_e^* , en fonction de R_{me} , pour des valeurs de b_0

inférieures à 1. M_e^* dépend, de façon critique, de b_0 , et donc des conditions aux limites. L'évolution de ces conditions aux limites peut aussi faire changer le régime de reconnexion : c'est ainsi que le "flux pile-up regime" peut être atteint à partir d'un régime de Petschek, si la direction de l'écoulement aux bords du domaine est modifiée.



The maximum reconnection rate (M_e^*) as a function of R_{me} for several values of b_0 . The dashed curve represents the classical Petschek scaling (at $b_0 = 0$).

Les modèles de Priest et Forbes insistent donc sur l'importance des conditions aux limites dans la détermination du type de reconnexion magnétique mis en jeu : selon la vitesse de l'écoulement sur les bords du domaine (proportionnelle à $b_0 - 2/\pi$), dans une direction x parallèle à la nappe de courant, on passe d'une configuration ($b_0 < 0$) à fort écoulement convergent, créant une compression de mode lent, et de faible taux de reconnexion, ($M_e \ll 1$) à une configuration ($b_0 > 1$) de fort écoulement divergent, créant une expansion de mode lent, et de fort taux de reconnexion ($M_e \gg 1$). $b_0 = 0$ est l'écoulement de Petschek, séparant les expansions des compressions. $b_0 = 1$ est le modèle de Sonnerup, séparant les modes rapides des modes lents, et les reconnexions à taux limités ou arbitrairement rapides. Entre 0 et 1, il y a le régime hybride, avec une région d'expansion rapide intercalée entre deux régions (les bords) d'expansion lente, et des taux de reconnexion compris entre 0.1 et 1, plus élevés que dans l'écoulement de Petschek.

Le régime de Petschek, dans lequel le courant électrique est nul, peut survenir en présence de conditions aux limites flottantes, dans la phase non linéaire d'une instabilité de déchirement dans une nappe de courant (simulations numériques de Forbes et Priest, 1982). Les autres cas, à courant non nul, sont plus probablement produits par un écoulement forcé. Ce sont les conditions aux limites (écoulement convergent ou divergent, variations de pression et champ magnétique sur les bords du domaine) qui déterminent ainsi le régime de reconnexion magnétique.

II-2-3 La reconnexion magnétique radiative

Steinolfson (1983) et Steinolfson et Van Hoven (1984) ont étudié les interactions entre les modes de déchirement ("tearing") et le mode d'instabilité thermique (dû au rayonnement optiquement mince de la couronne). Ils ont montré que le déchirement est en fait piloté par le rayonnement, et se produit sur des échelles de temps beaucoup plus courtes que τ_t (temps caractéristique du "tearing") et voisines des échelles de temps d'instabilité thermique $\tau_R = P / (\rho^2 Q(T))$, données par Field (1965).

Steinolfson (1983) étudie analytiquement l'influence du chauffage Ohmique (effet Joule) et du rayonnement sur le développement linéaire du mode "tearing" dans un champ "force free" du type $\vec{B}(y) = B_\infty (\tanh(y/w) \vec{e}_x + \text{sech}(y/w) \vec{e}_z)$. Le plasma est incompressible, la résistivité dépend de la température en $T^{-3/2}$ et la fonction des pertes radiatives ($Q(T) = \chi T^r$) est celle de Hildner (1974). Les principaux résultats sont les suivants :

- Lorsque la pente r de $Q(T)$ est négative ($T \geq 3 \cdot 10^5$ K), il existe deux modes instables ; l'un de ces modes (le mode radiatif) croît beaucoup plus vite que le second mode (le "tearing"), si le nombre de Reynolds est supérieur à une valeur critique R_R .
- Lorsque la pente r de $Q(T)$ est positive ($T \leq 8 \cdot 10^4$ K), seul un mode instable existe, le mode "tearing", si le nombre de Reynolds magnétique est supérieur à une valeur critique R_t (le plasma est thermiquement stable à ces températures).
- Lorsque l'on néglige le rayonnement, il y a encore deux modes instables ; l'un de ces modes (le mode "tearing") croît beaucoup plus vite que le second (le mode Joule), si le nombre de Reynolds magnétique est supérieur à une valeur critique R_J .

Le mode radiatif possède un taux de croissance τ_{Rad} comparable au mode de condensation τ_R (instabilité thermique) classique, utilisant la MHD idéale (non résistive), du moins dans un régime de paramètres solaires.

Les taux de croissance τ de ces instabilités, normalisés au temps d'Alfvén τ_a , sont :

$$\tau_a / \tau_t = \left[\frac{2}{3} \left(\frac{1}{\alpha} - \alpha \right) (2\alpha)^{1/2} \right]^{4/5} R_m^{-3/5} (\approx \text{mode idéal } \tau_a / \tau_t = R_m^{-3/5}).$$

$$\tau_a / \tau_J = 3 (\gamma - 1) / (\beta R_m)$$

$$\tau_a / \tau_{\text{Rad}} = -3 (\gamma - 1) \left(\frac{1}{\beta R_m} + \frac{r}{2} \frac{\tau_a}{\tau_R} \right) (\approx \text{mode idéal } \tau_a / \tau_R \gg R_m^{-3/5})$$

et les nombres R_t , R_J et R_R sont donnés par :

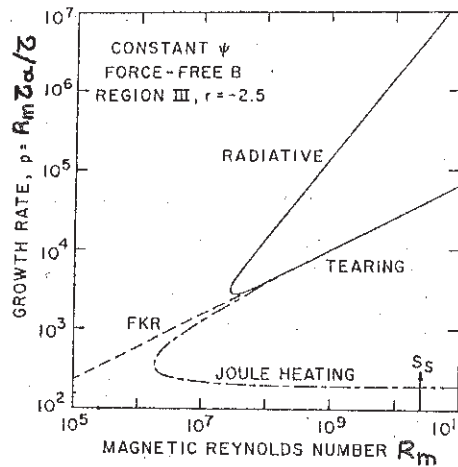
$$R_t = \frac{2}{r\beta} \frac{\zeta_R}{\zeta_a}$$

$$R_J = \left(\frac{3(\gamma-1)}{\beta} \right)^{\frac{5}{2}} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{1}{\alpha} - \alpha \right) (2\alpha)^{1/2} \right]^{-2}$$

$$R_R = \left[\frac{2}{3} \left(\frac{1}{\alpha} - \alpha \right) (2\alpha)^{1/2} \right]^{4/3} \left[- \frac{2}{3(\gamma-1)r} \frac{\zeta_R}{\zeta_a} \right]^{5/3}$$

relations dans lesquelles $\gamma = 5/3$, β est le β du plasma, r est l'exposant de $Q(T) = \chi T^r$, τ_R le temps d'instabilité thermique idéal, et $\alpha = kw$ (perturbation en $e^{\omega t + ikx}$, w étant une dimension caractéristique de la variation du champ magnétique).

Les taux de croissance ($p = R_m \tau_a / \tau$) sont représentés, en fonction de R_m , sur la figure ci-dessous, dans le cas solaire (avec $\beta = 10^{-2}$, $\alpha = 0.1$, $\tau_R = 1300s$, $\tau_a = 0.074s$, $r = -2.5$, pour un domaine de température autour de $5 \cdot 10^5$ K).



Dependence of the growth rates of various modes on the magnetic Reynolds number. The dashed curve is the FKR tearing-mode solution, the short-long dashed curve is the present solution without radiation, and the solid curve is the present solution with both radiation and Joule heating.

Avec les paramètres solaires, on trouve $R_R = 10^7$; $R_J = 10^5$ et $R_t = 10$. Dans la couronne ($R_m > 10^{12}$), le mode radiatif croît bien plus vite que le mode de déchirement. On notera que le rayonnement, ou le "tearing", considérés individuellement, sont instables en dessous des valeurs critiques ci-dessus du nombre de Reynolds magnétique. Par contre, au dessous de ces mêmes valeurs, ces modes, lorsqu'ils sont modifiés par interaction mutuelle (rayonnement -

"tearing" ou "tearing" - effet Joule), deviennent stables.

Dans le cas des simulations numériques, les échelles de temps ne sont pas si séparées.

En effet, on a, pour la nappe de courant étudiée plus loin (voir section suivante) :

$$\tau_R/\tau_a \approx 5$$

$$\tau_t/\tau_a \approx 10 = \sqrt{R_m} \text{ (temps de l'instabilité de "tearing" plan)}$$

$$\tau_d/\tau_a \approx 100 = R_m \text{ (temps diffusif)}$$

alors que dans le cas solaire, on a :

$$\tau_R/\tau_a \approx 10^3$$

$$\tau_t/\tau_a \approx 10^6 = \sqrt{R_m}$$

$$\tau_d/\tau_a \approx 10^{12} = R_m$$

De ce fait, dans le cas numérique la valeur critique R_R devient égale à 50 (au lieu de 10^7 dans le cas solaire) et reste inférieure à R_m , quoique sensiblement égale ; on s'attend donc encore à une instabilité due à l'interaction rayonnement - "tearing" : c'est ce que montrent les simulations numériques présentées dans cette thèse. Mais cette fois-ci, compte tenu de la faible différentiation entre les échelles de temps τ_d , τ_t et τ_R , le terme en $1/(R_m\beta)$ ne peut plus se négliger complètement, dans la formule donnant le taux de croissance τ_a/τ_{Rad} du nouveau mode radiatif, devant $(r/2)$ (τ_a/τ_R), et l'on trouve des valeurs $\tau_a/\tau_{Rad} \approx 0.5$. Néanmoins, on verra que la rapidité du "tearing" est encore principalement alignée sur l'échelle de temps radiative idéale τ_R , et qu'un taux de reconnexion appréciable se produit.

Steinolfson (1984) a incorporé dans son modèle incompressible les effets de la conduction thermique parallèle et perpendiculaire aux lignes de force, et a trouvé des taux de croissance intermédiaires entre les modes radiatifs précédemment décrits et les modes de déchirement en présence de conduction.

Enfin, Steinolfson et Van Hoven (1984) étudient les taux de reconnexion magnétique, en présence de rayonnement, impliqués dans les modèles précédemment développés dans des régimes de paramètres solaires et dans le cadre de l'instabilité résistive radiative. Ils montrent que cette instabilité, bien qu'elle se produise sur une échelle de temps comparable au mode de condensation de la MHD idéale (non résistive, Field, 1965), est en fait très différente, car possède un taux de reconnexion important (30% du taux de reconnexion produit par l'instabilité de déchirement sans rayonnement). Ceci peut être expliqué par une

baisse de la température au point X, augmentant la résistivité. Inversement, on assiste à un accroissement de température aux points O, c'est à dire à un phénomène exactement opposé à celui qui se produit dans le "tearing" non radiatif (augmentation de température aux points X, diminution aux points O). Ce résultat se retrouve dans nos simulations numériques : dans certains cas, la formation d'une condensation froide est associée à l'apparition des points X (communication 1). En évaluant l'énergie mise en jeu dans les perturbations de la structure thermique et magnétique de leur modèle, Steinolfson et Van Hoven montrent que le rapport entre l'énergie magnétique perturbée et l'énergie thermique perturbée est de 5 : ceci veut dire que le mode résistif-radiatif d'interaction "tearing" - rayonnement est en fait hybride : il possède la structure thermique et l'échelle de temps du mode de condensation idéal (Field, 1965), et la structure magnétique, avec un taux de reconnexion plus faible, de l'instabilité résistive de déchirement (Furth et al, 1963).



REFERENCES

- Bhattacharjee, A., Brunel, F., Tajima, T. : 1983, Phys. Fluids, 26, 3332.
- Biskamp, D. : 1982, Phys. letters, 87A, 357.
- Field, G.B. : 1965, Astrophys. J., 142, 531
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1982, Solar Phys., 81, 303.
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1983, Solar Phys., 84, 169.
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1984, Solar Phys., 94, 315.
- Furth, H.P., Killeen, J., Rosenbluth, M.N. : 1963, phys. Fluids, 6, 459.
- Heyvaerts, J., Priest, E.R. : 1983, Astron. Astrophys., 117, 220.
- Heyvaerts, J., Priest, E.R., Rust, D. : 1977, Astrophys. J., 216, 123.
- Hildner, E. : 1974, Solar Phys., 35, 123.
- Kopp, R.A., Pneuman, G.W. : 1976, Solar Phys., 50, 85.
- Parker, E.N. : 1963, Astrophys. J. Suppl. ser., 8, 177.
- Petschek, H.E. : 1964, NASA Publication 50, page 425.
- Priest, E.R. : 1982, Solar MHD, Reidel, Holland.
- Priest, E.R. : 1986, Solar Phys., 104, 1.
- Priest, E.R. : 1984, proceedings of AGU meeting, E.W. Hones editor, page 63.
- Priest, E.R. and Forbes, T.G. : 1986, Journal Geophys. Research, 91, 5579.
- Priest, E.R. : 1983, Plasma Phys., 25, 2, 161.
- Sonnerup, B.U. : 1970, J. Plasma phys., 4, 161.
- Soward, A.M. : 1982, J. Plasma Phys., 28, 415.
- Soward, A.M., Priest, E.R. : 1982, J. Plasma Phys., 28, 335.
- Steinolfson, R.S. : 1983, phys. fluids, 26, 2590.
- Steinolfson, R.S., Van Hoven, G. : 1984, Astrophys. J., 276, 391.
- Steinolfson, R.S. : 1984, Astrophys. J., 281, 254.
- Sweet, P.A. : 1958, in Electromagnetic phenomena in cosmical physics, B. Lehnert editor, page 123.
- Vasyliunas, V.M. : 1975, Rev. geophys., 13, 303.

II - 3 - SIMULATIONS NUMERIQUES

II-3-1- Introduction

Nous nous sommes intéressés, dans ce travail, aux mécanismes de condensation dans un champ magnétique, en présence de résistivité, appliqués à la formation des protubérances solaires. La condition initiale choisie est une nappe de courant verticale, qui peut apparaître sur le Soleil d'au moins deux façons différentes :

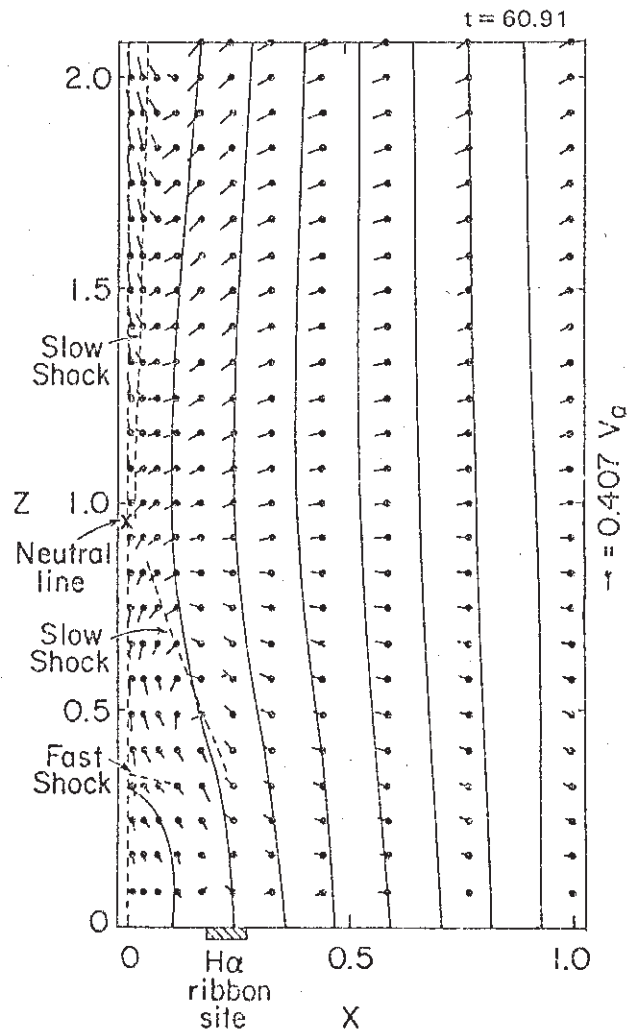
- par instabilité magnétique éruptive provoquant l'ouverture des lignes de force d'une arcade coronale (scénario de Kuperus et Tandberg-Hanssen, 1967). Cet événement peut se produire lors des éruptions ; notre modèle s'applique alors à la formation des "post flare loops" ou protubérances en boucles au cours de la phase graduelle.
- lorsque deux cellules magnétiques de polarités opposées s'approchent l'une de l'autre. Cet événement peut se produire au niveau des ceintures polaires, lorsque l'émergence de nouveau flux, à faible latitude au début du cycle, pousse les anciennes régions actives vers les pôles ; notre modèle s'applique alors à la formation des protubérances quiescentes, et en particulier à celles des ceintures polaires, très étudiées par Leroy au Pic du Midi.

Les travaux numériques exécutés dans cette thèse ont employé un code 2D résistif, dénommé SHASTA (SHarp and Smooth Transport Algorithm). Ce code est diffusif et convectif. Il résoud, par différences finies, les équations les plus générales de la MHD à deux dimensions, en fonction du temps (voir section II-1). La version dont nous disposons à Meudon provient de l'Université de St. Andrews (Ecosse). La partie convective de l'algorithme a été mise au point par Boris et Book, du Naval Research Laboratory (Washington, USA) : il s'agit d'une méthode FCT (Flux Corrected Transport) capable de traiter les chocs. La partie diffusive a été écrite par Weber, à l'université d'Utrecht (Hollande). Notre version ignore la gravité et la conduction (parallèle et perpendiculaire). Nous y avons incorporé une équation d'énergie comprenant le chauffage par ondes ($h\nu$) et par effet Joule (j^2/σ), ainsi que le refroidissement radiatif optiquement mince ($\rho^2 Q(T)$). SHASTA a été testé sur divers ordinateurs : CRAY 1 du CCVR, CIRCE et VAX. Le code n'étant pas vectorisé (il est vectorisable, mais au prix d'un gros travail ingrat), ses performances sur CRAY sont à l'heure actuelle modestes, et il est ainsi préférable de l'utiliser sur des machines conventionnelles (CIRCE,

VAX). Ainsi, nous avons jusqu'ici surtout travaillé en basse résolution (grille de 25x51 points équivalente à 47x51 points grâce à la condition de symétrie) ; chacun des cas étudiés a pris environ 50 h de CPU sur VAX 780 et a généré environ 10 Méga octets de résultats, qui ont été analysés toujours sur Vax. Nous avons préféré les inconvénients d'un long temps machine sur Vax à ceux, encore pire, dus au rapatriement des données du CIRCE vers le Vax pour analyse interactive.

SHASTA a été utilisé par Forbes et Priest (1982, 1983a, 1983b, 1984) et Forbes (1986) dans deux applications distinctes relatives à la reconnexion magnétique adiabatique dans les éruptions solaires : la reconnexion dans une nappe de courant verticale et l'émergence de nouveau flux et sa reconnexion avec le champ horizontal préexistant. Avant de décrire nos propres expériences radiatives, voici les principaux résultats obtenus par Forbes et Priest (1982, 1983a et b) dans le cas qui nous intéresse (reconnexion adiabatique d'une nappe de courant) :

L'évolution des courants électriques aux points O et X de la structure magnétique (voir figure à la fin de la section II-1) montre que la nappe de courant commence à se déchirer (mode "tearing linéaire" caractérisé par une augmentation exponentielle du courant aux points X) après une courte phase de diffusion pure (décroissance du courant). Dans la partie non linéaire du "tearing" (marquée par une saturation du courant électrique aux points X), un régime quasi stationnaire de reconnexion magnétique rapide (écoulement de Petschek) s'établit, avec l'apparition de deux paires de chocs lents, de position quasi-fixe dans le fluide. Le champ magnétique et le plasma traversent ces chocs ; l'énergie magnétique incidente est convertie en énergie cinétique (jets rapides et supermagnéto-soniques de plasma vers le haut et le bas) et en chaleur. Ces simulations numériques ont aussi révélé de nouveaux régimes non linéaires de reconnexion magnétique rapide, et non stationnaires : lorsque la longueur de la nappe de courant devient excessive, le régime de Petschek est instable, et laisse la place au "flux pile up regime" (voir section précédente) ; le "tearing" secondaire se produit, créant des îlots magnétiques sur une échelle de temps τ_t ("tearing"), qui coalescent et dissipent l'énergie magnétique de façon sporadique sur une échelle de temps beaucoup plus courte τ_a ("impulsive bursty regime") que celle de Petschek (environ $50 \tau_a$). En outre, un choc MHD rapide quasi-stationnaire a été découvert dans l'écoulement : il se forme lorsque le jet issu du site diffusif percute l'arcade sous jacente de champ magnétique reconnecté (Forbes, 1986, et voir figure). Nous avons par la suite beaucoup travaillé sur les propriétés radiatives de ce choc.



Quasi-steady Petschek regime in line-tied reconnection (Forbes and Priest, 1983).

II-3-2 Simulations numériques radiatives : présentation générale

Nous étudions numériquement les interactions entre les modes de reconnexion magnétique ("tearing" linéaire, écoulement de Petschek non linéaire) et d'instabilité thermique (rayonnement), dans une nappe de courant verticale.

Les équations (écrites sous la forme d'une équation de continuité généralisée) sont les suivantes, dans un système de coordonnées cartésien (x, z) à 2 dimensions (la verticale est l'axe z) :

$$\begin{aligned}
 - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \vec{v}) &= 0 \\
 - \frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) &= - g \vec{\operatorname{grad}} (P + \frac{B^2}{2\mu_0}) + (\vec{B} \cdot g \vec{\operatorname{grad}}) \vec{B} / \mu_0 \\
 - \frac{\partial P}{\partial t} + \operatorname{div} (P \vec{v}) &= - (\gamma - 1) P \operatorname{div} \vec{v} + (\gamma - 1) \eta j^2 + \frac{(\gamma - 1) \beta_0 \tau_a}{2 \tau_R} (\rho - \rho^2 q(T)) \\
 - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \vec{\operatorname{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \eta \Delta \vec{B}
 \end{aligned}$$

les quantités ρ , \vec{v} , \vec{B} , P , \vec{j} , T , x , z , t sont sans dimension et normalisées respectivement à ρ_0 , v_a , B_0 , B_0^2/μ_0 , $B_0/(\mu_0 L)$, $2 T_0/\beta_0 L$, L et τ_a . Le domaine de calcul est une boîte de largeur L et de hauteur D (avec $D/L = 4$) ; on utilise une boîte normalisée dans laquelle $0 \leq x \leq 1$ et $0 \leq z \leq D/L$. En $x = 0$, on a une nappe de courant, de demi largeur W/L . Les quantités ρ_0 , B_0 , $v_a = B_0/\sqrt{\mu_0 \rho_0}$, T_0 , $\tau_a = L/v_a$ sont les valeurs initiales mesurées sur le bord droit ($x = 1$), loin du feuillet neutre placé en $x = 0$. La diffusivité normalisée est reliée au nombre de Reynolds magnétique $R_m = \mu_0 \sigma v_a L$ de la boîte par $\eta = 1/R_m$. La conductivité σ , donc la diffusivité η , sont indépendants de la température, pour des raisons de simplicité. Le nombre de Reynolds magnétique du feuillet est $R_m^* = (2W/L) R_m$, l'échelle de temps d'Alfvén étant $\tau_a^* = (W/L) \tau_a$. $\tau_R = P_0/(\rho_0^2 Q(T_0))$ est l'échelle de temps radiative du mode idéal d'instabilité thermique de la boîte. $\beta_0 = P_0/(B_0^2/2\mu_0)$ est le β du plasma initial à large distance de la nappe de courant. De même, T_0 est la température initiale à grande distance de la nappe. La fonction $q(T)$ est la fonction normalisée des pertes radiatives : $q(T) = Q(T)/Q(T_0)$. La constante de chauffage par ondes (h) n'apparaît pas ici : elle a été calculée de sorte que, à grande distance du feuillet, le chauffage par ondes (le chauffage ohmique est nul), équilibre exactement les pertes radiatives (au temps $t = 0$). Il n'y a ni gravité, ni conduction.

Le champ magnétique initial est donné par la loi suivante :

$$B = \begin{cases} \sin(\pi x/2w) \vec{e}_z & \text{pour } |x| \leq w \\ x / |x| \vec{e}_z & \text{pour } |x| \geq w \end{cases}$$

Le plasma est initialement au repos ($v_0 = 0$), et l'équilibre mécanique est garanti par (équilibre des forces dans la direction x) :

$$P(x) = (\beta_0 + 1 - B^2(x)) / 2$$

a) Conditions aux limites :

- $z = 4$ (haut)

On utilise des conditions flottantes (dérivée normale nulle) permettant au plasma et au flux magnétique d'entrer et de sortir librement du domaine de calcul :

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{\partial B_x}{\partial x}$$

- $x = 1$ (bord droit)

Ce sont encore des conditions flottantes.

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = - \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

- $x = 0$ (bord gauche)

Il s'agit d'une condition de symétrie :

$$v_x = B_z = \frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = 0$$

- $z = 0$ (base)

Les lignes de force sont ancrées dans la photosphère, et le fluide est isentropique (condensation interdite). Aucun courant électrique n'est donc autorisé à la base (pas de chauffage Joule).

$$v_x = v_z = \frac{\partial P}{\partial z} = 0$$

$$B_z(x, 0, t) = B_z(x, 0, 0)$$

$$P/\rho^\gamma(x, 0, t) = P/\rho^\gamma(x, 0, 0)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial x}$$

Cette dernière condition ($\vec{j} = \vec{0}$) est meilleure que celle utilisée par Forbes et Priest ($\vec{j} \neq \vec{0}$) ; en effet, la condition $\vec{j} \neq \vec{0}$ n'était pas compatible avec l'adiabaticité du modèle à la base. Le champ électrique $\vec{E} = \eta \vec{j} - \vec{v} \wedge \vec{B}$ est

constamment nul à la base.

Le calcul numérique est effectué sur une grille non uniforme, avec plus de points dans la nappe de courant qu'à l'extérieur. La répartition est la suivante:

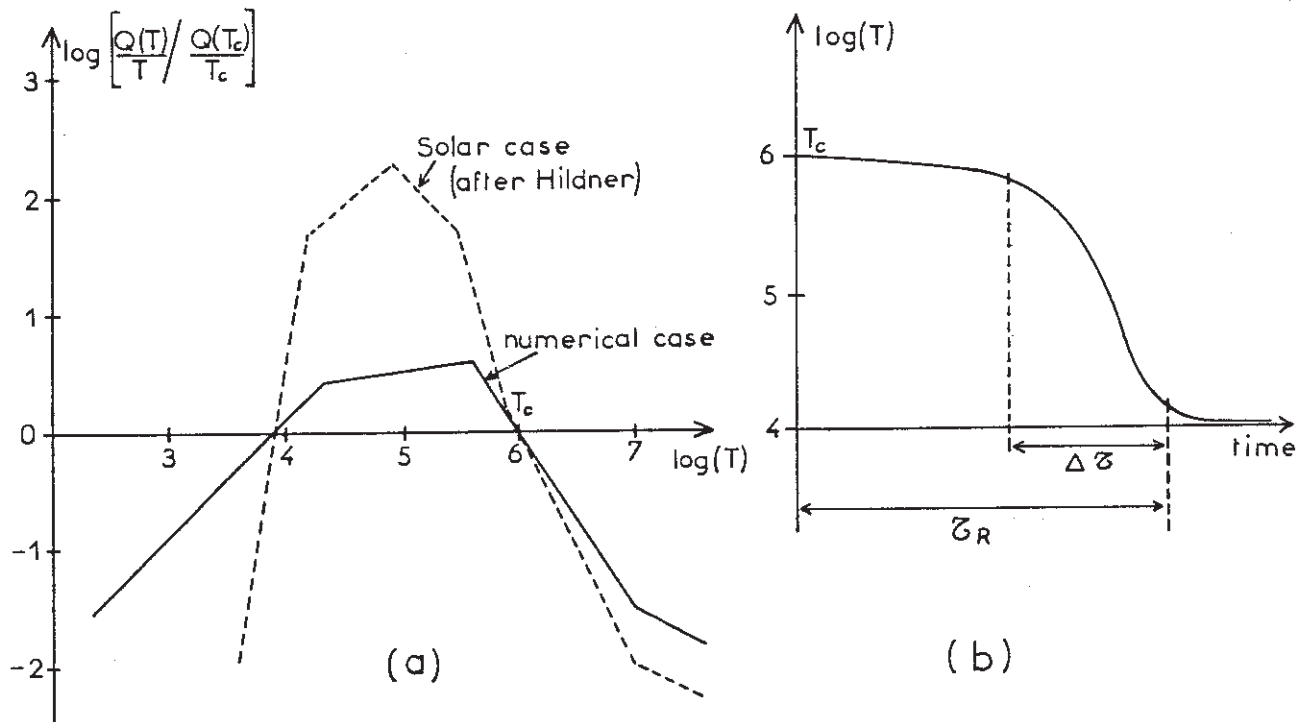
$$x_i = ((1+f)^{i-2}-1) / ((1+f)^{n_x-2}-1) \text{ pour } 2 \leq i \leq n_x, \text{ avec } n_x = 25 \text{ et } f = 0.1.$$

L'axe de symétrie est obtenu pour $i = 2$ ($x_2 = 0$). De ce fait, $x_1 = -x_3$.

Ainsi on dispose de 9 points à l'intérieur d'une nappe de courant de demi épaisseur $W/L = 0.15$. La résolution au centre de la nappe est $\Delta x = x_3 - x_2 = 0.0125$; par contre, sur le bord droit de la boîte, on a $\Delta x = x_{25} - x_{24} = 0.102$. La grille est uniforme en z , de pas $\Delta z = (D/L) / (n_z-1) = 0.080$, avec $n_z = 51$ et $D/L = 4$.

b) Fonction des pertes radiatives

Il est impossible, dans le cas numérique, d'utiliser la fonction des pertes radiatives $Q(T)$ utilisée dans le cas solaire.



Il est en effet indispensable de travailler, dans la nappe de courant, avec des échelles de temps radiatives τ_R^* du même ordre de grandeur que les échelles de temps d'Alfvén τ_a^* et de "tearing" $\tau_t^* = \sqrt{R_m^*} \tau_a^*$. Les simulations numériques ne pouvant être réalisées qu'avec des nombres de Reynolds faibles ($R_m^* \approx 100$ pour la

nappe de courant au lieu de 10^{10} pour le cas solaire), il est nécessaire d'adapter la fonction $Q(T)$ de telle sorte que l'échelle de temps radiative τ_R^* soit de l'ordre de $10 \tau_a^*$ (et non de $10^4 \tau_a^*$ comme dans le cas solaire). Nos calculs ont été faits avec $R_m^* = 120$ en général pour la nappe de courant ($R_m = 400$ pour la boîte). De ce fait, l'amplitude de $Q(T)$ a été calculée de telle sorte que $5 \leq \tau_R^*/\tau_a^* \leq 40$, pour la nappe de courant, ce qui est comparable au temps de "tearing" ($\tau_t^*/\tau_a^* = 11$).

De plus, dans le cas de l'instabilité thermique idéale, la courbe de refroidissement en fonction du temps suit une loi donnée approximativement par la figure (b) ci dessus : la température tombe brusquement sur une échelle de temps $\Delta\tau$ reliée directement au maximum de la fonction $((Q(T)/Q(T_0)) / (T/T_0))$ (à pression supposée constante), c'est à dire à l'exposant α de $Q(T) = \chi T^\alpha$. On peut en effet montrer que la courbe d'évolution de la température est donnée par une loi du type (équilibre simplifié rayonnement - chauffage par ondes à pression constante) :

$$\partial (T/T_0) / \partial (t/\tau_R) = 1 - (T_0 / T) (Q(T) / Q(T_0))$$

ou $\tau_R = P_0 / (\rho_0^2 Q(T_0))$ est le temps linéaire d'instabilité thermique déjà introduit. Une limite inférieure pour le temps non linéaire $\Delta\tau$ d'instabilité thermique est donc approximativement donnée par :

$$\tau_R/\Delta\tau \leq \max_T ((Q(T) / Q(T_0)) / (T_0/T))$$

Dans le cas solaire, on peut estimer que $\Delta\tau/\tau_R \approx 10^{-3}$, ce qui est inacceptable numériquement; cet obstacle a été surmonté en réduisant la dynamique de variation de $Q(T)$, c'est à dire en réduisant la valeur des exposants α (voir figure a), et la fonction adoptée (table ci dessous) fournit $\Delta\tau/\tau_R \approx 0.3$. Néanmoins, les propriétés physiques de la nouvelle fonction $q(T) = Q(T) / Q(T_0) = \chi T^\alpha / \chi_0 T_0^{\alpha_0}$ sont restées intactes (maximum vers $10^5 K$, deux températures d'équilibre vers $10^4 K$ et $10^6 K$).

domaine de température	χ	α
$T/T_0 \geq 10$	$3.1617 \cdot 10^{-6}$	5.0
$0.4 \leq T/T_0 \leq 10$	1.0	-0.5
$0.02 \leq T/T_0 \leq 0.4$	4.535	1.15
$0.008 \leq T/T_0 \leq 0.02$	126.1	2.0
$T/T_0 \leq 0.008$	$2.463 \cdot 10^8$	5.0

fonction numérique $q(T) = Q(T) / Q(T_0)$

c) Condition initiale

La nappe de courant est en équilibre mécanique, soit isotherme, soit thermique, mais pas en équilibre diffusif ($\eta \neq 0$).

Dans le cas d'un équilibre initial isotherme, température et densités sont donnés par :

$$\begin{cases} T = \beta_0/2 \\ \rho = 1 + (1 - B^2(x))/\beta_0 \end{cases}$$

L'équilibre isotherme correspond à un équilibre thermique à l'extérieur du feuillet ($|x| \geq w$), mais pas à l'intérieur ($|x| \leq w$). Au centre du feuillet, le chauffage Joule, le chauffage par ondes et le rayonnement sont respectivement :

$$(\gamma-1)\eta\pi^2/(4w^2), (\gamma-1)\beta_0/(2w\tau_R^*), (\gamma-1)\beta_0(1+1/\beta_0)/(2w\zeta_R^*)$$

où $\tau_R^* = \tau_R / (w(1+1/\beta_0))$ est l'échelle de temps radiative de la nappe de courant normalisée au temps d'Alfvén $\tau_a^* = (w/L)\tau_a$ de la nappe (τ_R étant le temps radiatif de la boîte normalisée à τ_a , temps d'Alfvén de la boîte).

Le rapport entre le rayonnement et le chauffage par ondes est

$$R_1 = 1 + 1/\beta_0$$

Le rapport entre le rayonnement et le chauffage par effet Joule est

$$R_2 = \beta_0 (1 + 1/\beta_0) 2w R_m / (\tau_R^* \pi^2)$$

Le rapport entre le chauffage par effet Joule et le chauffage par ondes est :

$$R_3 = \pi^2 \tau_R^* / (2w R_m \beta_0)$$

La table ci dessous montre les différents cas étudiés, correspondant à des valeurs de τ_R^* variables.

Avec $R_m = 1/\eta_l = 400$, $w = 0.15$, $\beta = 0.1$,

on obtient $R_1 = 1.1$, $0.33 \leq R_2 \leq 2.67$ et $32.90 \leq R_3 \leq 4.11$ pour $40 \geq \tau_R^* \geq 5$.

Ainsi, le rayonnement et l'effet Joule dominent le chauffage par ondes. Par contre, le rayonnement est du même ordre de grandeur, au centre de la nappe de courant, que le chauffage par effet Joule. Selon τ_R^* , le feuillet a donc initialement tendance à se refroidir ($R_2 > 1$) ou à se chauffer ($R_2 < 1$), mais n'est pas en équilibre thermique.

Le terme source de l'équation d'énergie ($j^2/\sigma + h\rho - \rho^2 Q(T)$) est donné par

$$E(x) = ((\gamma - 1) / (2w)) \cos^2(\pi x / 2w) \left[\frac{\pi^2}{2w R_m} - \frac{1 + \cos^2(\pi x / 2w) / \beta_0}{\tau_R^* (1 + 1/\beta_0)} \right]$$

La figure suivante montre le comportement de $E(x)$ pour différentes valeurs de τ_R^* : pour $\tau_R^* = 20$ ou 40 , le feuillet est chauffé partout (ce qui n'empêche pas toujours le processus de condensation de se produire, si le chauffage initial n'est pas trop fort, comme le montre la communication 1 suivante). Mais, pour $\tau_R^* = 5$ ou 10 , le centre se refroidit tandis que les bords sont chauffés.

Lorsque $\tau_R^* > 2w R_m / \pi^2$ (≈ 12.16), le feuillet est chauffé partout ; par contre, lorsque $\tau_R^* < (2w R_m / \pi^2) (\beta_0 / (1 + \beta_0))$ (≈ 1.1), la nappe de courant se refroidit partout.

Examinons maintenant le cas d'un équilibre thermique total : nous devons résoudre les deux équations couplées :

Joule Reating	:	Radiative cooling + wave heating	:	Initial Mechanical equilib.	:	Initial Thermal equilib.	:	W	:	β	:	τ_R^*	:	Rm	:	Initial energy source in the sheet center (E)	:	Initial ratio ($\frac{\text{Joule}}{\text{Wave}}$) heating in the sheet center

Première série de calculs (communication 1)																		

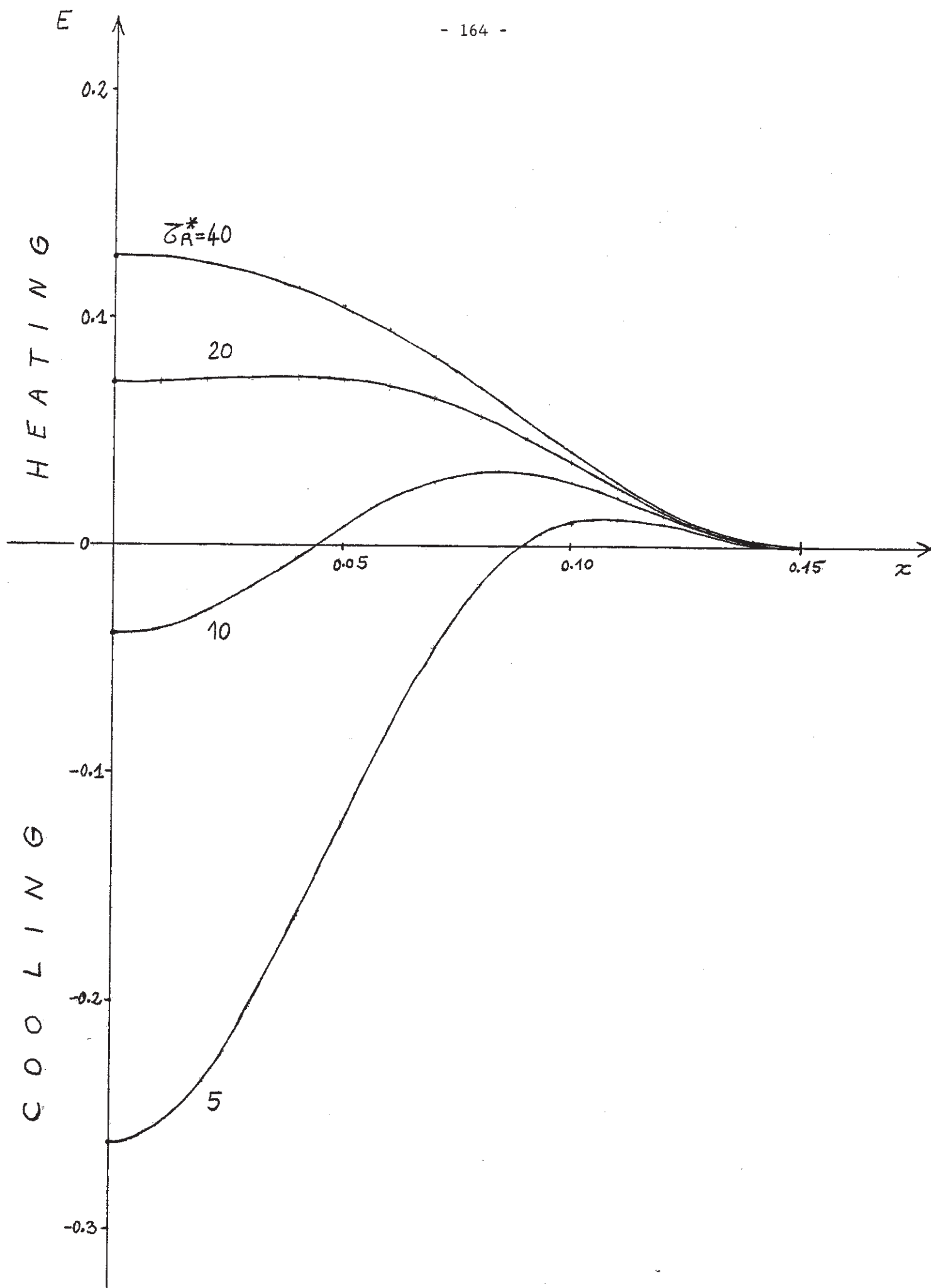
-	:	-	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	∞	:	400	:	0	:	-
x	:	-	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	∞	:	400	:	0.183	:	-
x	:	x	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	40	:	400	:	0.127	:	32.80
x	:	x	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	20	:	400	:	0.072	:	16.45
x	:	x	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	10	:	400	:	-0.039	:	8.22
x	:	x	:	x	:	-	:	0.15	:	0.1	:	5	:	400	:	-0.262	:	4.11

Seconde série de calculs (communication 2)																		

x	:	x	:	x	:	x	:	0.15	:	0.1	:	20	:	400	:	0	:	13.36
x	:	x	:	x	:	x	:	0.30	:	0.2	:	5	:	800	:	0	:	1.052
x	:	x	:	x	:	x	:	0.30	:	0.4	:	5	:	1000	:	0	:	0.375
x	:	x	:	x	:	x	:	0.50	:	1.0	:	10	:	1000	:	0	:	0.145

E est positif pour chauffage, négatif pour refroidissement.
"x" signifie "oui" ; "-" signifie "non".

Tableau des simulations effectuées



. équilibre mécanique :

$$\rho(x) T(x) = \beta_0/2 + (1-B^2(x)) / 2$$

. équilibre thermique :

$$\underbrace{\rho^2(x) Q(T) / Q(T_0)}_{\text{rayonnement}} = \underbrace{\rho(x) + \pi^2 B_0^2 (1 - B^2(x))}_{\text{chauffage}} / \underbrace{(4\mu_0^2 w^2 \rho_0^2 \sigma Q(T_0))}_{\text{effet Joule ondes}}$$

En éliminant la densité entre les deux équations, l'équilibre thermique est solution de :

$$\left[\left(\frac{\beta_0 + 1 - B^2(x)}{2} \right)^2 \left(\frac{1}{T^2} \frac{Q(T)}{Q(T_0)} \right) - \frac{1}{T} \left(\frac{\beta_0 + 1 - B^2(x)}{2} \right) \right] \frac{1}{1 - B^2(x)} = g$$

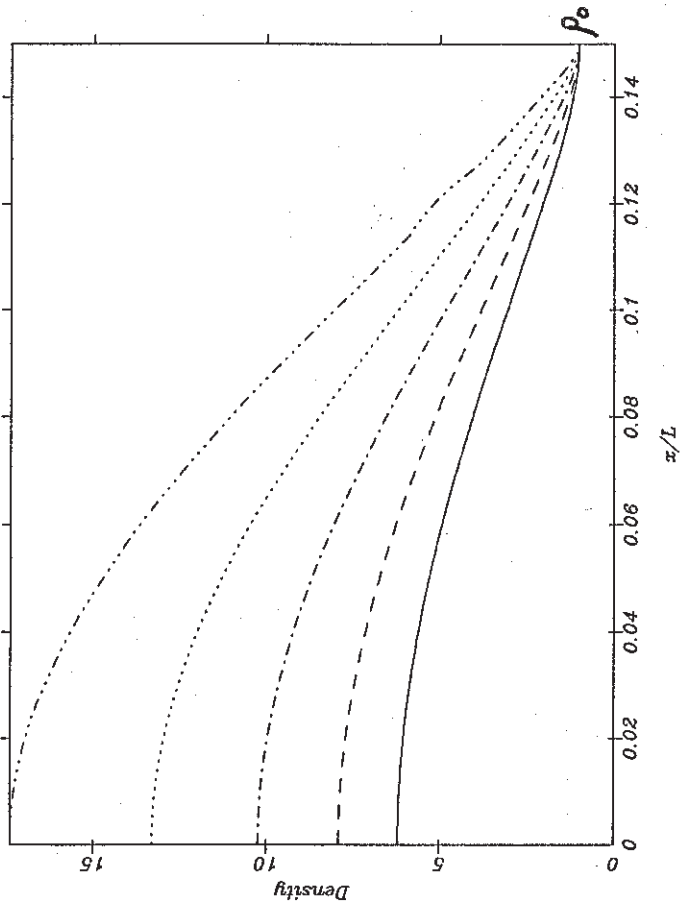
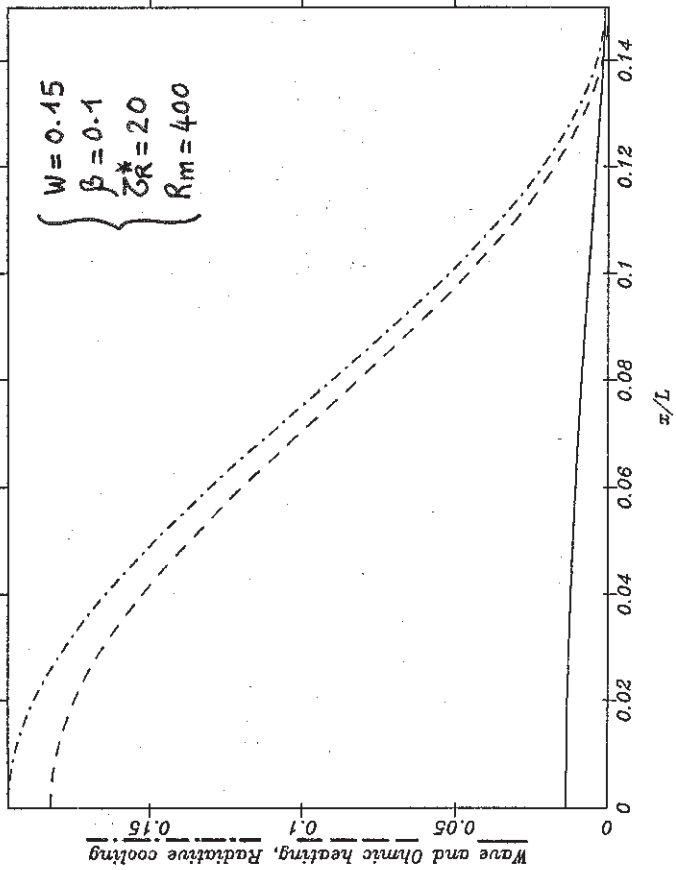
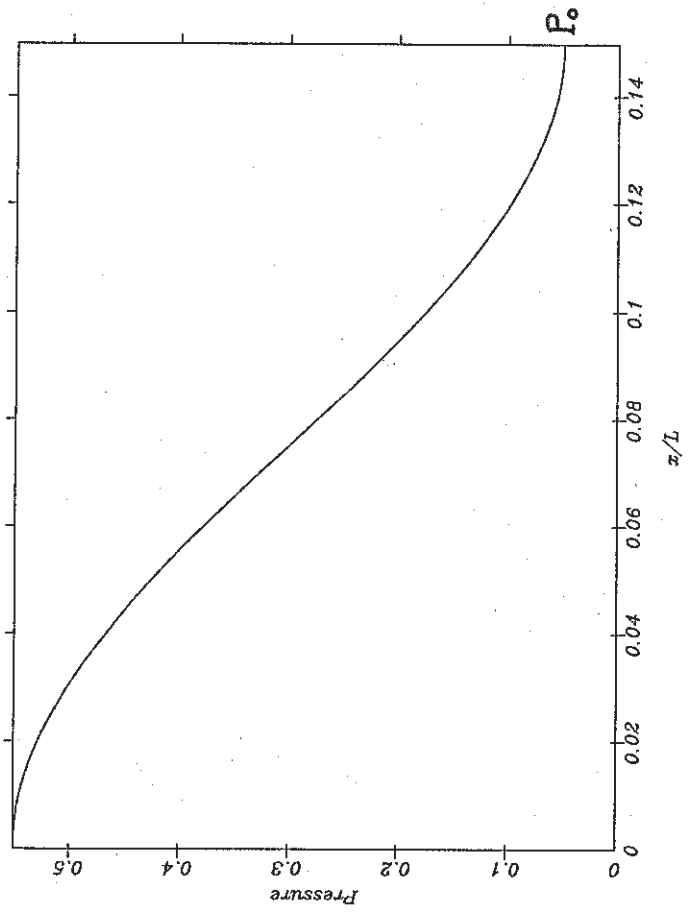
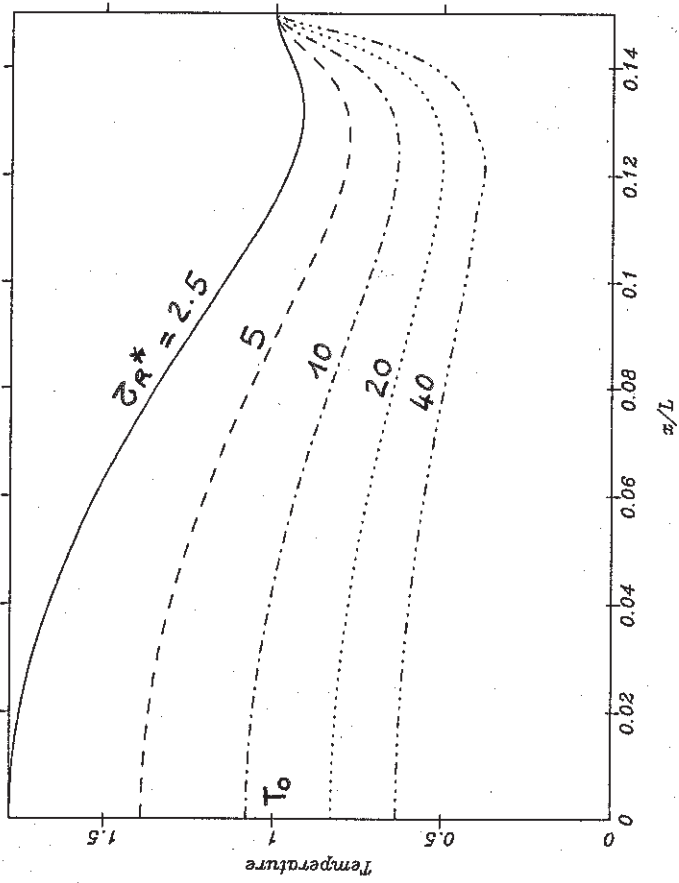
où g est une constante définie par :

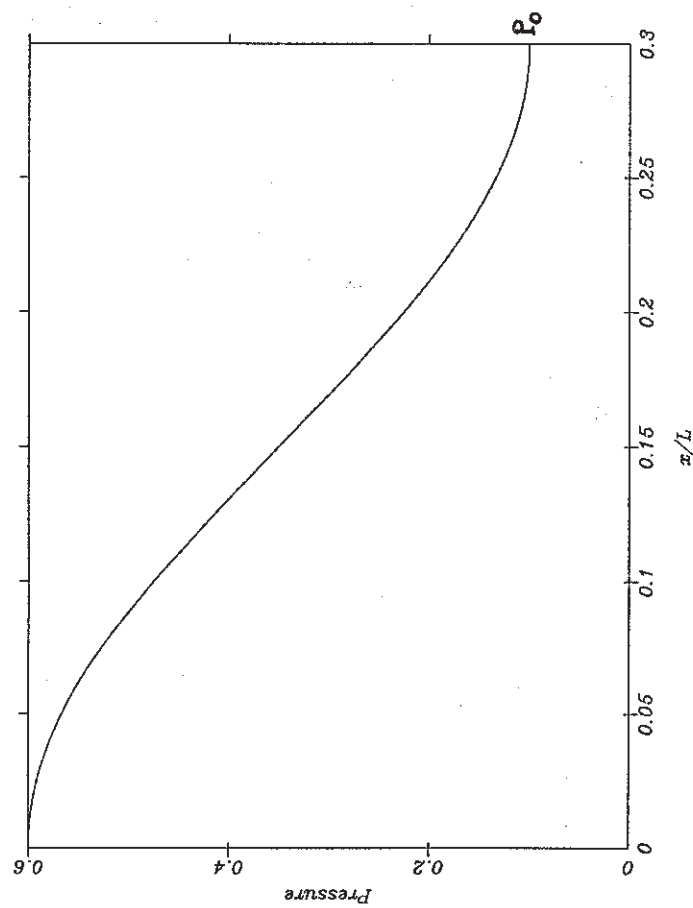
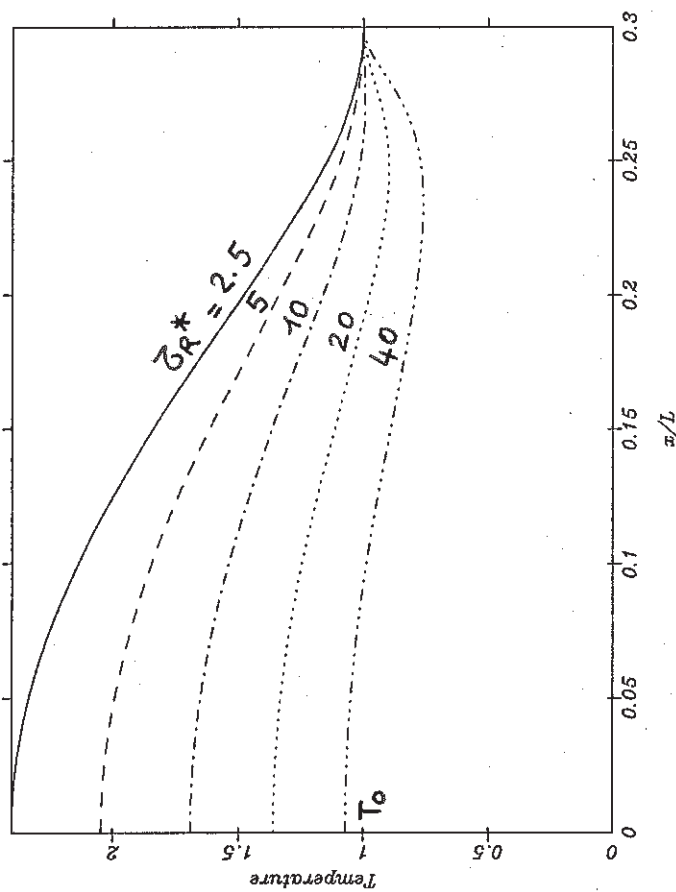
$$g = (\pi^2/4) (1+1/\beta_0) (\tau_R^*/\tau_d^*) \tau_s^{*2}$$

où τ_R^* est le temps radiatif de la nappe de courant ($5 \leq \tau_R^* \leq 40$) normalisé au temps d'Alfvén de la nappe $\tau_a^* = (w/L) \tau_a$ (τ_a étant le temps d'Alfvén de la boîte). τ_d^* est le temps diffusif de la nappe, normalisé au temps d'Alfvén τ_a^* , soit $\tau_d^* = (w/L) R_m$ ($=60$), R_m étant le nombre de Reynolds magnétique de la boîte (400 en général).

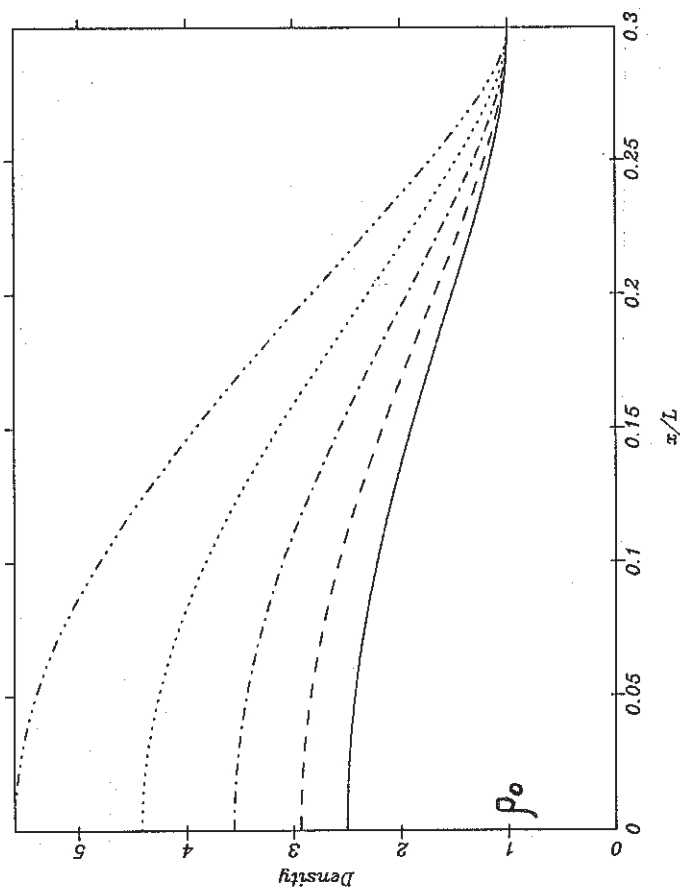
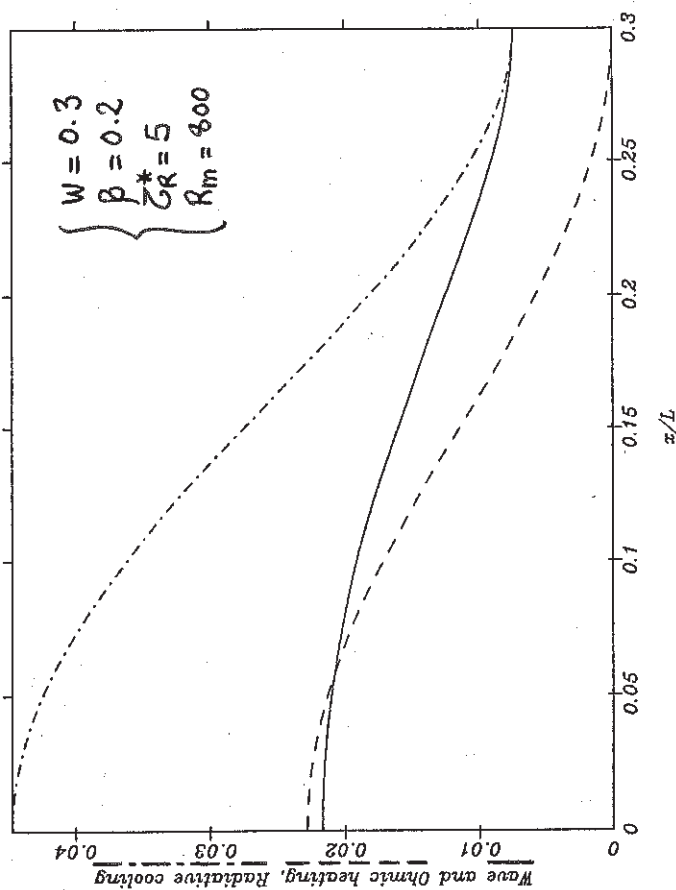
τ_s^* est le temps sonique normalisé au temps d'Alfvén, soit $\tau_s^* = v_a/c_s = \sqrt{2/\beta_0}$ ($=4.47$ avec $\beta_0 = 0.1$).

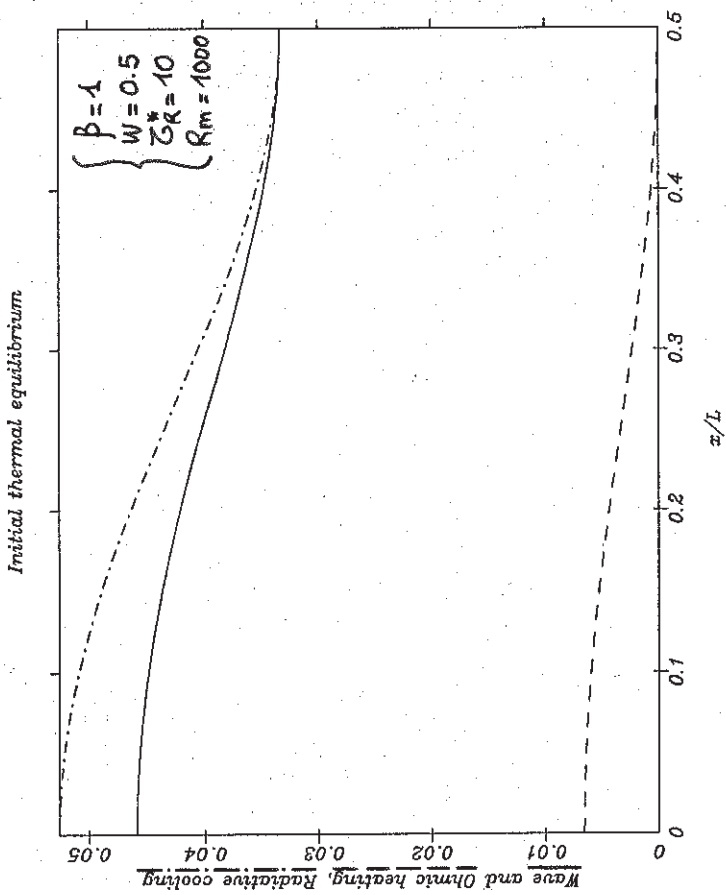
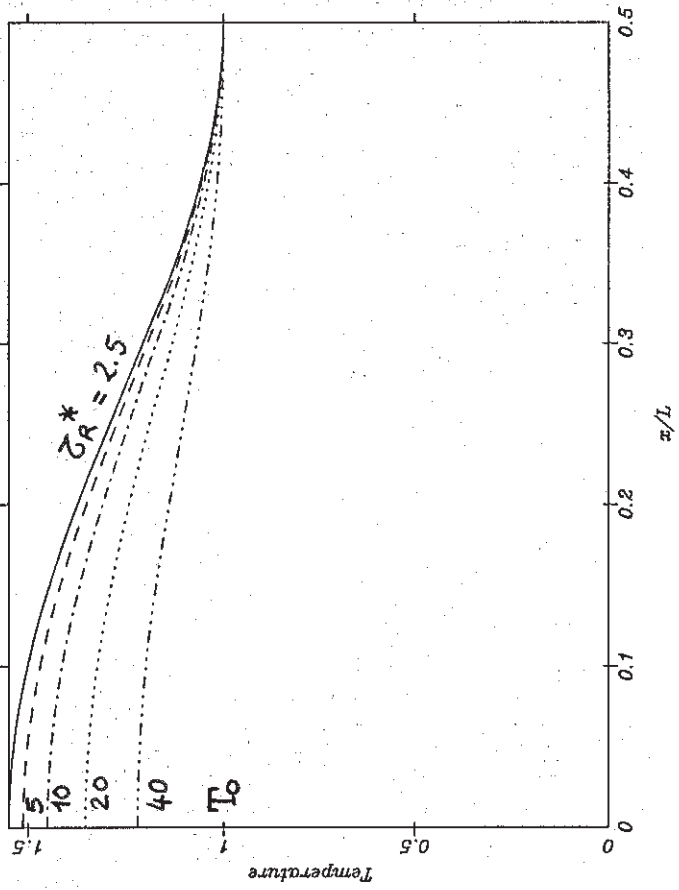
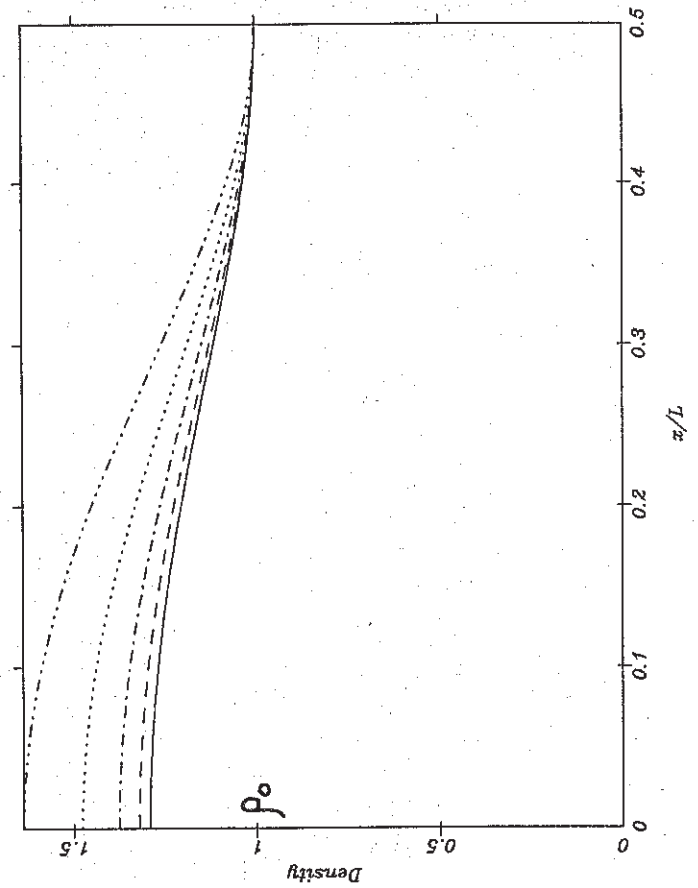
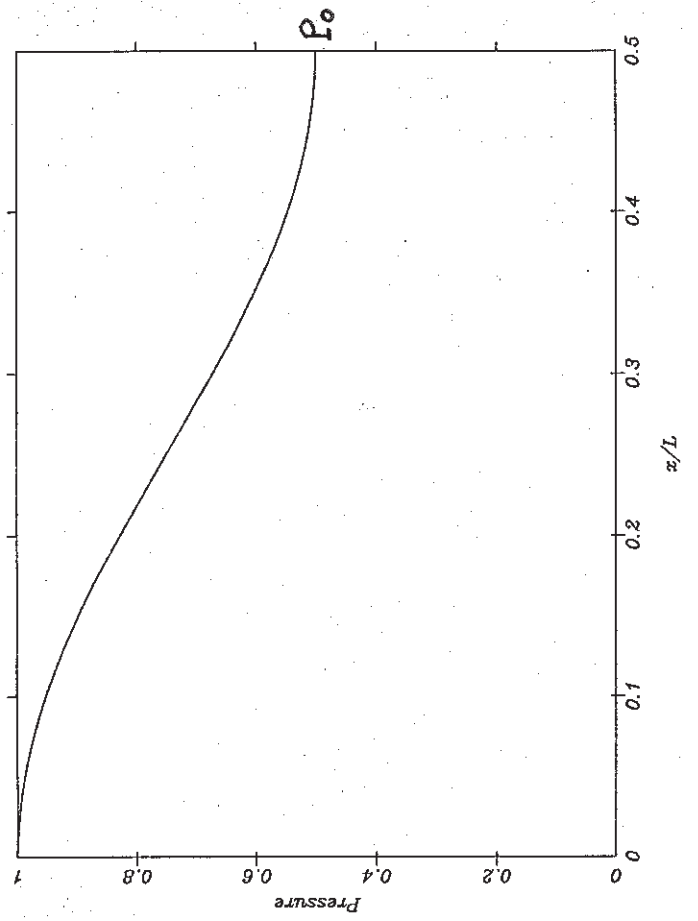
L'équation est résolue numériquement et permet de calculer $T(x)$, d'où $\rho(x)$ et $P(x)$, ainsi que les termes de rayonnement, chauffage par ondes et par effet Joule, en fonction des paramètres R_m , w , β_0 , τ_R^* . Les résultats sont présentés sur les figures suivantes, dans trois cas différents, selon que le chauffage Joule est très supérieur, égal, ou très inférieur au chauffage par dissipation d'ondes. La densité initiale dans la nappe de courant est d'autant plus forte que l'effet Joule J est grand devant le chauffage par ondes H. (table ci dessous, dans laquelle on a pris $\tau_R^* = 20$).





Initial thermal equilibrium





J/H (x=0)	$\rho(x=0)/\rho_0$	$T(x=0)/T_0$	P/P ₀
13.36	13.5	0.8	11.0
1.052	4.3	1.36	6.0
0.145	1.5	1.35	2.0

d) Discussion : stabilité de l'équilibre thermique initial à l'extérieur du feuillet neutre.

Les équations (6 équations à 6 inconnues, ρ , ρv_x , ρv_z , B_x , B_z et P) sont résolues avec les conditions aux limites précédentes, pour chaque type de conditions initiales (communication 1 : équilibre initial isotherme ; communication 2 : équilibre initial parfait, mécanique et thermique). Il n'y a pas de gravité (cet effet devra être incorporé ultérieurement, car c'est un ingrédient important dans l'équilibre des protubérances (force magnétique contre force de gravité). De ce fait, l'équilibre mécanique et thermique n'a été atteint dans nos calculs que dans certains cas, lorsqu'une force complémentaire vient jouer un rôle quelque peu similaire à celui de la gravité : par exemple, au dessus du point x, l'équilibre n'a pas été atteint, et les condensations de plasma formées par reconnexion radiative ont été éjectées par le haut de la boîte représentant le domaine de calcul ; au dessous du point x, l'équilibre a été atteint sous l'influence du choc rapide quasi stationnaire, comprimant le plasma et déformant les lignes de force comme le fait la gravité (communication 2), lorsque le jet supermagnéto - sonique issu de la région diffusive percute les lignes de force de l'arcade de champ reconnecté sous le point X.

La conduction n'est pas incluse dans les équations ; on sait, dans le cas solaire, qu'elle stabilise la couronne calme et l'empêche de se condenser. Dans les simulations numériques effectuées, le plasma situé loin du feuillet neutre est resté thermiquement stable, malgré l'absence de conduction. Nous allons maintenant essayer de comprendre pourquoi, dans le cas numérique, la "couronne" paraît thermiquement stable, même sans conduction.

Considérons tout d'abord l'équilibre thermique aux ordres de grandeur d'un gaz rayonnant, et soumis aux apports de chaleur par convection, conduction et chauffage par ondes (à pression constante) :

$$\begin{cases} \rho C_p v (T - T_0) / L = h\rho - \rho^2 Q(T) + (2/7) k_0 (T_0^{7/2} - T^{7/2}) / L^2 \\ h = \rho_0 Q(T_0) \\ \rho v = \rho_0 v_0 \\ v_0 = f C_{s0} \end{cases}$$

f est un paramètre qui caractérise la rapidité de la convection à la température coronale T_0 (écoulement sonique si $f = 1$), température à laquelle le plasma est simplement en équilibre rayonnement - chauffage par ondes.

A pression constante, les températures d'équilibre sont données par

$$E = (Q(T) / Q(T_0)) (1/\bar{T}) - 1 - \bar{T}(\tau_R/\tau_C) (1 - \bar{T}^{7/2}) - f(1 - \bar{T}) \bar{T}(\tau_R/\tau_S) = 0$$

où $\bar{T} = T/T_0$

et τ_R , τ_C , τ_S sont respectivement les temps linéaires radiatifs ($C_p T_0 / \rho_0 Q(T_0)$), conductifs ($(7/2) (\rho_0 C_p L^2 / T_0^{5/2} k_0)$) et hydro-dynamique (L/C_{s0}).

L'équilibre chaud $T = T_0$ est stable si $dE/d\bar{T} (\bar{T}=1) > 0$, soit si :

$$\alpha - 1 + (7/2) (\tau_R / \tau_C) + f (\tau_R/\tau_S) > 0$$

Ici, $\alpha = -1$ (exposant de $Q(T)$ à $T \approx 10^6 K$).

- En l'absence de convection, l'équilibre chaud est stable si

$$\tau_C < (7/4) \tau_R$$

et ceci est généralement vérifié dans la couronne solaire.

- En l'absence de conduction, l'équilibre chaud est stable si

$$\tau_S < (f/2) \tau_R, \text{ soit si } f > 2 \tau_S / \tau_R$$

Si l'on utilise le temps radiatif linéaire τ_R ,
dans le cas solaire :

$$\tau_R/\tau_S \approx 100 \quad \Rightarrow \quad f > 0.02$$

dans le cas numérique :

$$\tau_R/\tau_S \approx 10 \quad \Rightarrow \quad f > 0.2$$

et la convection apparaît comme stabilisante dans le cas solaire, plus difficilement dans les simulations numériques, où elle est plus faible par rapport au rayonnement.

Si l'on utilise le temps radiatif non linéaire $\Delta\tau$, on a, dans le cas solaire comme dans le cas numérique :

$$\Delta\tau/\tau_S \approx 0.1 \quad \Rightarrow \quad f > 1.$$

Ainsi, la stabilisation par la convection apparaît peu probable, car nécessite des mouvements trop rapides.

Considérons maintenant l'équilibre thermique, aux ordres de grandeur, d'un gaz rayonnant et soumis aux apports de chaleur par dissipation d'ondes et effet Joule (à pression constante) :

$$\begin{cases} h\rho - \rho^2 Q(T) + ((B^2 - B_0^2) / 2\mu_0) (1/\tau_d) = 0 \\ h = \rho_0 Q(T_0) \end{cases}$$

Le chauffage Joule a été ici introduit sous la forme d'une variation d'énergie magnétique sur une échelle de temps diffusive $\tau_d = \mu_0 \sigma L^2$.

Relions B à ρ par une loi (assez arbitraire), du type $B/\sqrt{\rho} = \text{constante}$ (vitesse d'Alfvén constante).

A pression constante P_0 , les températures d'équilibre sont données par

$$E = (Q(T) / Q(T_0)) (1/\bar{T}) - 1 - (\tau_R/\tau_d) (1/\beta_0) (1-\bar{T}) = 0$$

où $\bar{T} = T/T_0$, $\beta_0 = P_0 / (B_0^2/2\mu_0)$ est le β du plasma et τ_R est le temps radiatif linéaire.

L'équilibre chaud $T = T_0$ est stable si $dE/d\bar{T} (\bar{T}=1) > 0$, soit si :

$$\alpha - 1 + (\tau_R / \tau_d) (1/\beta_0) > 0$$

Ici, $\alpha = -1$ (exposant de $Q(T)$ à $T \approx 10^6 K$).

La condition de stabilité est donc $\tau_R/\tau_d > 2\beta_0$, soit 0.2 avec $\beta_0 = 0.1$ (cas solaire, comme cas numérique).

Dans le cas solaire, on a

$$\tau_R/\tau_a \approx 10^3 \text{ et } \tau_d/\tau_a = R_m \approx 10^{12}, \text{ soit}$$

$$\tau_R/\tau_d \approx 10^{-9} \ll 2\beta_0$$

Par contre, dans le cas des simulations numériques, on a

$$\tau_R/\tau_a \approx 40 \text{ et } \tau_d/\tau_a = R_m \approx 400, \text{ soit}$$

$$\tau_R/\tau_d \approx 0.1, \text{ valeur comparable à } 2\beta_0.$$

Alors que le chauffage par effet Joule dans la couronne solaire est négligeable (R_m fort), il apparaît comme élément important dans la couronne "numérique", à cause de la faible valeur du nombre de Reynolds magnétique. Par contre, c'est la conduction qui joue un rôle majeur pour stabiliser la couronne solaire.

REFERENCES

- Kuperus, M., Tandberg-Hanssen, E. : 1967, Solar Phys., 2, 39.
Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1982, Solar Phys., 81, 303.
Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1983a, Solar Phys., 88, 211.
Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1983b, Solar Phys., 84, 169.
Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1984, Solar Phys., 94, 315.
Forbes, T.G. : 1986, Astrophys. J., 305, 553.

e) Communication numéro 1

Dans la communication "a numerical simulation of the formation of solar prominences", nous utilisons une condition initiale isotherme. Différents cas sont étudiés en fonction des divers termes incorporés dans l'équation d'énergie : adiabatique (cas 1), chauffage Joule (cas 2), rayonnement, chauffage par ondes et chauffage Joule (cas 3 à 6). Dans ces 4 derniers cas, nous faisons varier l'intensité du rayonnement, d'autant plus fort que le temps radiatif τ_R^* de la nappe de courant est faible. Lorsque $\tau_R^* = 40$ ou 20, la partie centrale du feuillet est initialement chauffée ; elle se refroidit pour $\tau_R^* = 10$ ou 5 (voir la figure de la précédente section). Les planches de figures qui suivent montrent successivement les divers cas étudiés :

- cas 1 : adiabatique
- cas 2 : chauffage Joule
- cas 3 : rayonnement et chauffages Joule-ondes $\tau_R^* = 40$
- cas 4 : idem, $\tau_R^* = 20$
- cas 5 : idem, $\tau_R^* = 10$
- cas 6 : idem, $\tau_R^* = 5$

On a représenté, en fonction du temps t (normalisé au temps d'Alfvén $\tau_a^* = (w/L)$ τ_a du feuillet) :

- la densité ρ dans la nappe de courant (axe $x = 0$, $0 \leq z \leq 4$).
- le logarithme (base 10) de la température T (axe $x = 0$, $0 \leq z \leq 4$).
- le courant électrique j_n aux points neutres de type x.
- l'altitude z_n des points neutres de type x et de type 0.

La densité et la température sont tracés en niveaux de gris (faibles densités et fortes températures en noir ; fortes densités et faibles températures en blanc). On rappelle que ρ est normalisé à ρ_0 (densité coronale) et que T est normalisé à $(\beta_0/2) T_0$, β_0 et T_0 étant respectivement le β du plasma et la température coronale. La valeur initiale du courant, au centre du feuillet, est $\pi/2w$ (10.472).

Dans certains cas (1,2 et 4), on a tracé aussi la courbe $\log(j_n(t) - j_n(0))$ en fonction de t , aux points neutres de type x. En effet, le taux de reconnexion magnétique, par unité de temps, est représenté par le champ électrique aux points x, c'est à dire par la variation du flux magnétique reconnecté. Selon la loi de Faraday

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

on tire en effet :

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

et cette équation, appliquée à l'arcade de champ reconnecté, fournit

$$E_n(t) = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_n(t)} B_x(o, z, t) dz$$

où $E_n(t)$ et $z_n(t)$ sont respectivement le champ électrique et l'altitude du point x au dessus de la "photosphère".

Or, $E_n(t)$ est relié au courant électrique $j_n(t)$ aux points neutres de type x (où le champ magnétique est nul) par $E_n(t) = \eta j_n(t)$. C'est pourquoi $j_n(t)$ représente le taux de reconnexion magnétique. Dans le cas de perturbations linéaires, la quantité $\log [j_n(t) - j_n(o)]$ est un taux de croissance.

La conservation du flux magnétique dans l'arcade de champ reconnecté nous donne une relation entre $B_z(x, o, t)$ et $B_x(o, z, t)$:

$$\int_0^{z_n(t)} B_x(o, z, t) dz + \int_{x_n(t)}^0 B_z(x, o, t) dx = 0$$

ou $x_n(t)$ est l'abscisse du point d'intersection entre l'axe $y = 0$ (base du domaine de calcul) et la ligne singulière de champ magnétique issue du point x . De ce fait,

$$E_n(t) = \eta j_n(t) = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{x_n(t)} B_z(x, o, t) dx = - B_z(x_n(t), o) \frac{dx_n(t)}{dt},$$

$B_z(x, o, t)$ étant indépendant du temps (condition aux limites).

Lorsque $|x_n(t)| \geq w$, $B_z(x_n(t), o) = 1$ d'où l'on tire :

$$\frac{dx_n(t)}{dt} = - \eta j_n(t)$$

Ainsi, la vitesse d'écartement des lignes singulières le long de la base ou photosphère (c'est à dire, lors de la phase graduelle des éruptions solaires en double filet, la vitesse d'écartement des rubans brillants qui apparaissent dans la raie $H\alpha$) est proportionnelle au courant $j_n(t)$ au point neutre, de type X , c'est à dire au taux de reconnexion magnétique de la structure. C'est pourquoi l'étude de $j_n(t)$ en fonction du temps est si importante, car la valeur obtenue dans les

modèles peut être soumise à des tests observationnels, lors des éruptions en double filet.

Nous résumons maintenant les résultats obtenus dans les divers cas (consultez la communication 1 et les planches pages suivantes) :

- Cas 1 (adiabatique) et 2 (chauffage Joule) :

Ces deux cas mettent en évidence l'instabilité de déchirement ordinaire (modes "tearing"), qui suit une courte période de diffusion, dans laquelle $j_n(t)$ décroît. Le mode "tearing" linéaire se manifeste ensuite par une augmentation du courant $j_n(t)$, à taux de croissance à peu près constant, accompagnée d'une montée en altitude du point x situé au dessus de la base. Dans cette phase, on observe la formation d'un ilot, avec de fortes densités au centre (point o). Les densités les plus faibles sont observées aux points x où domine la reconnexion (près de la base), c'est à dire là où le courant est le plus fort (donc le chauffage Joule le plus important). Une phase non linéaire débute après $t = 150$; l'écoulement de Petschek, au point x le plus bas, devient instable au "tearing" secondaire, et de nouveaux ilots sont formés et coalescent rapidement (cas adiabatique). La phase non linéaire est marquée par la saturation des courants à $j_n \approx 100$ (cas adiabatique) ou $j_n = 50$ (effet Joule). L'apparition de "points chauds" au voisinage de la base (détérioration de la précision numérique) empêche de dépasser $t \approx 170$. A ce stade un régime fortement non linéaire est développé, avec la présence de chocs MHD lents (Petschek) et rapides (déjà obtenus par Forbes et Priest). Au chauffage Joule, très fort aux points x , s'ajoute donc le chauffage par chocs.

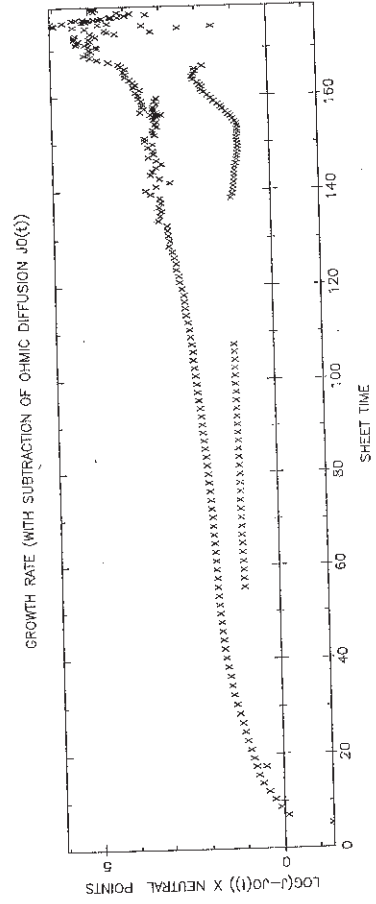
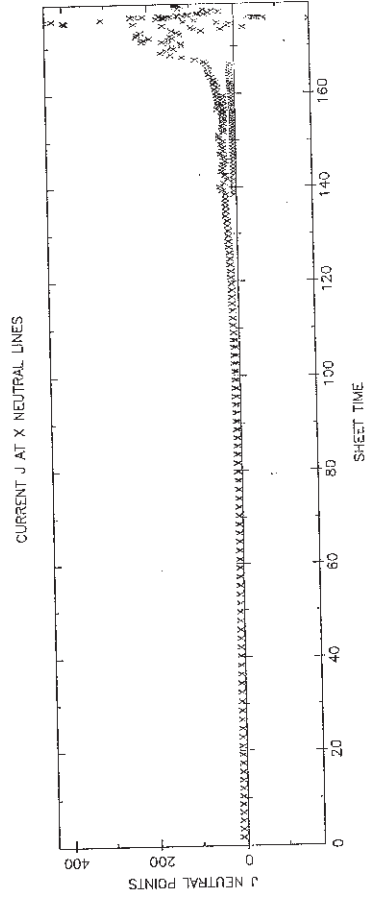
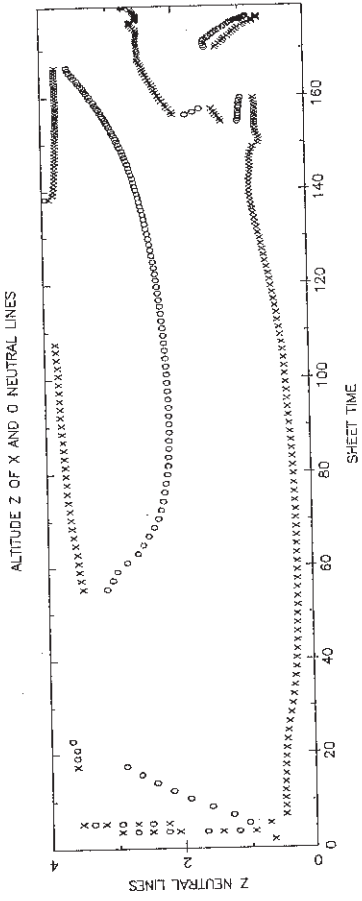
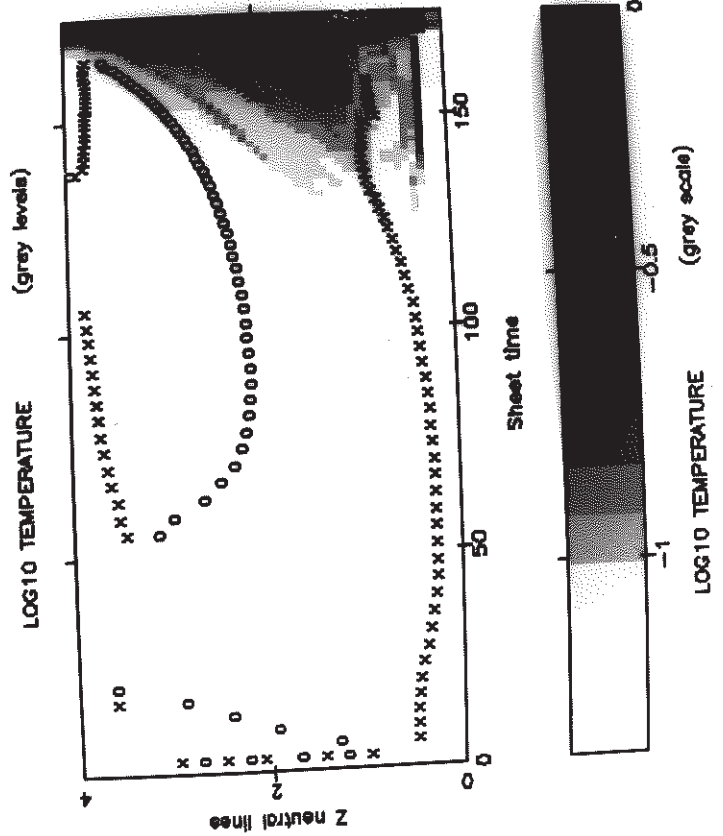
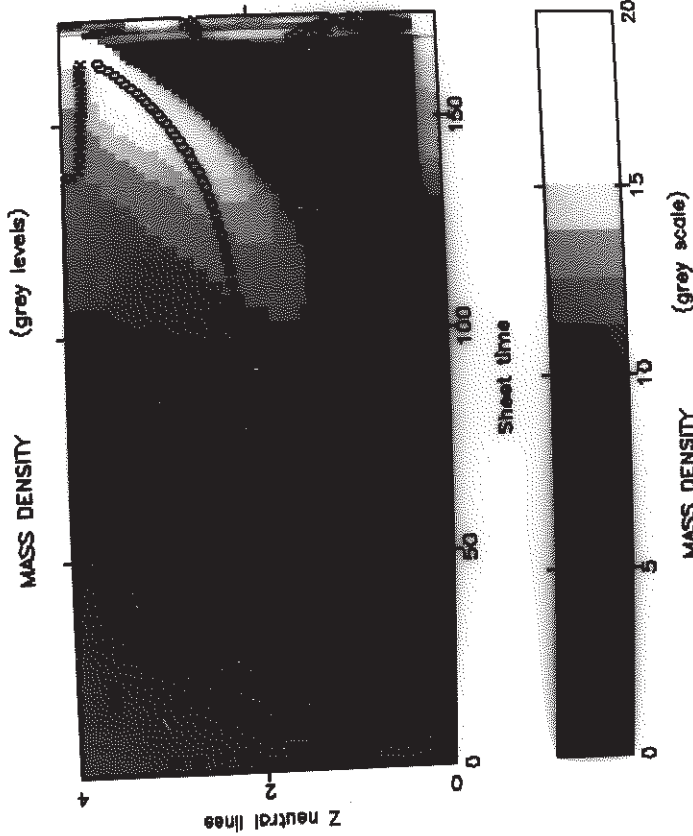
- Cas 3 à 6 (rayonnement, chauffage par ondes et chauffage Joule) :

* $\tau_R = 40$: rayonnement faible.

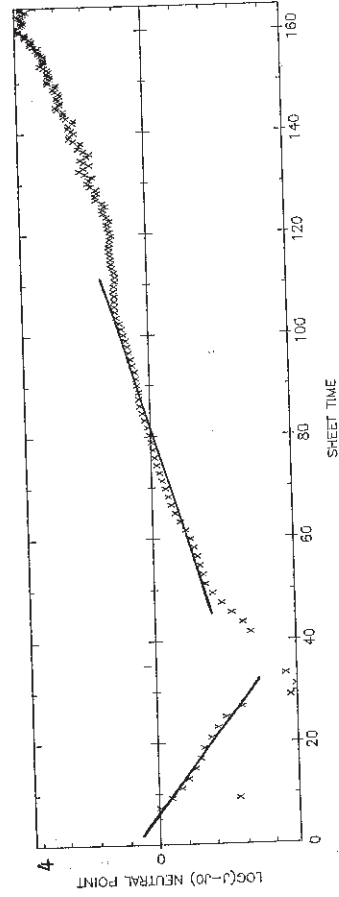
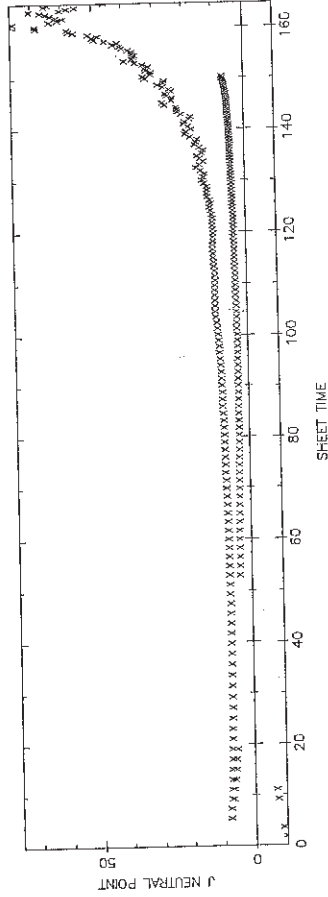
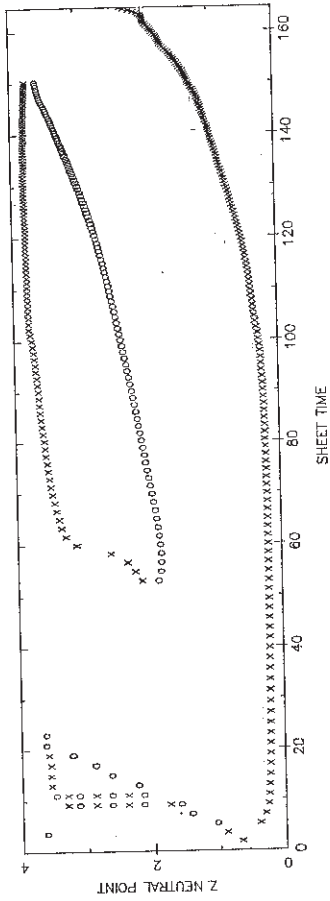
La nappe est initialement chauffée et l'instabilité thermique ne se produit pas ; les conclusions précédentes s'appliquent à ce cas ; on y observe le développement du "tearing mode" ainsi que de l'écoulement de reconnexion magnétique rapide (Petschek). Le taux de reconnexion ($j_n(t)$) est néanmoins plus faible (15 dans la phase de saturation).

* $\tau_R = 10$ ou $\tau_R = 5$: rayonnement fort

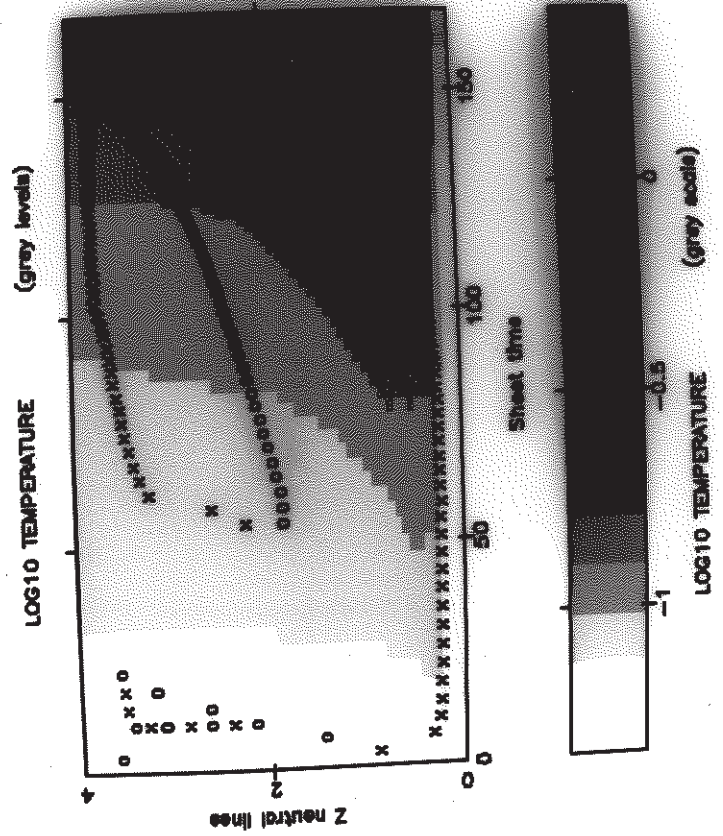
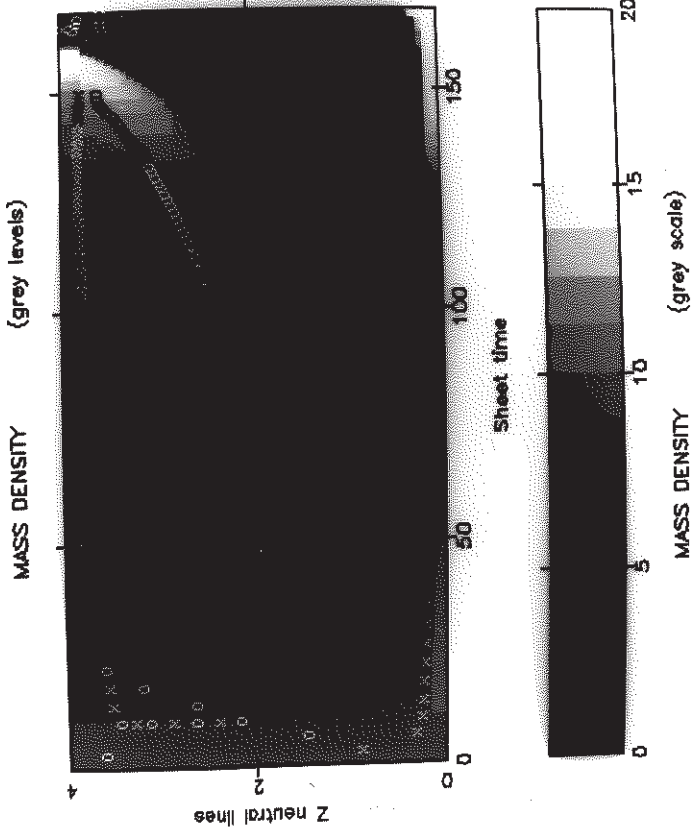
La nappe se refroidit initialement et l'instabilité thermique se produit d'autant plus vite que τ_R est faible : ceci a pour effet d'accélérer



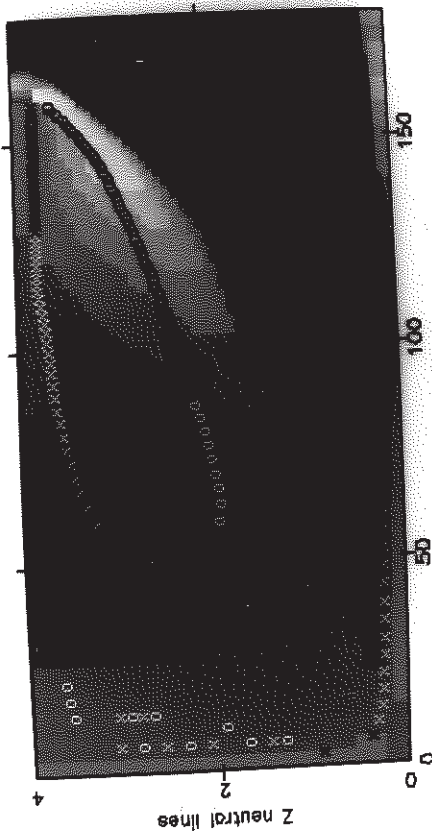
cas1:adiabatique



cas 2: chauffage Joule



MASS DENSITY (gray levels)

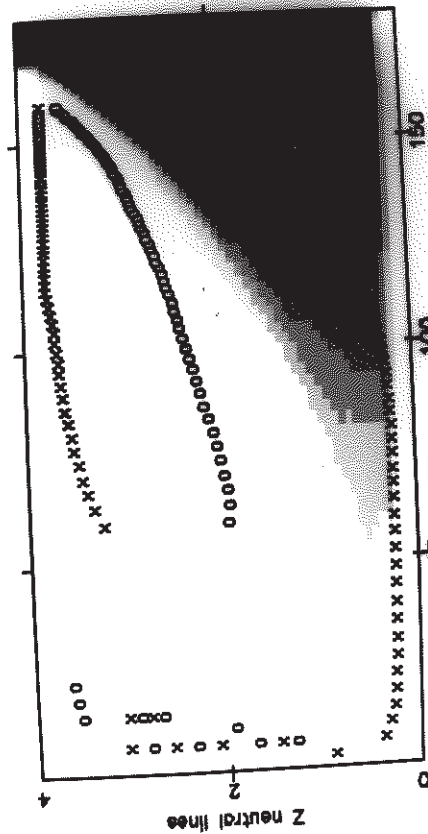


Sheet time

MASS DENSITY (gray scale)



LOG10 TEMPERATURE (gray levels)

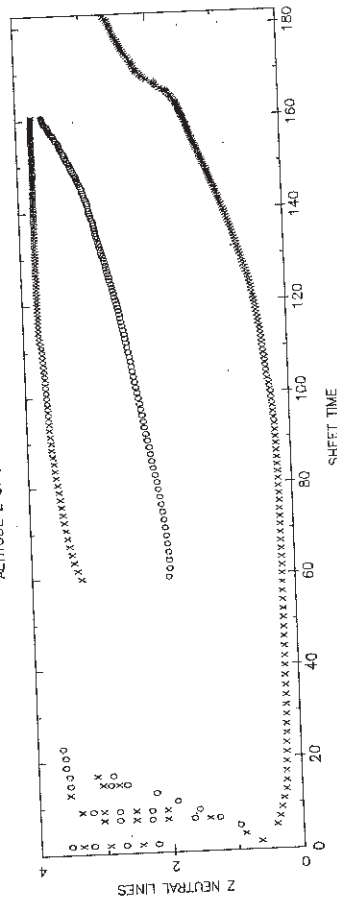


Sheet time

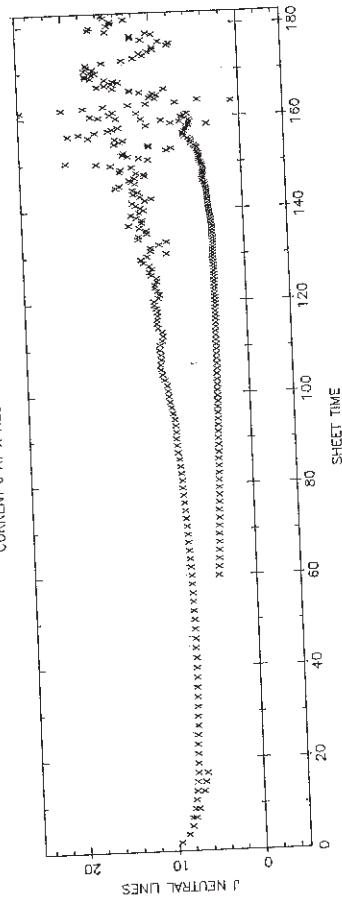
LOG10 TEMPERATURE (gray scale)



ALTITUDE Z OF X AND O NEUTRAL LINES

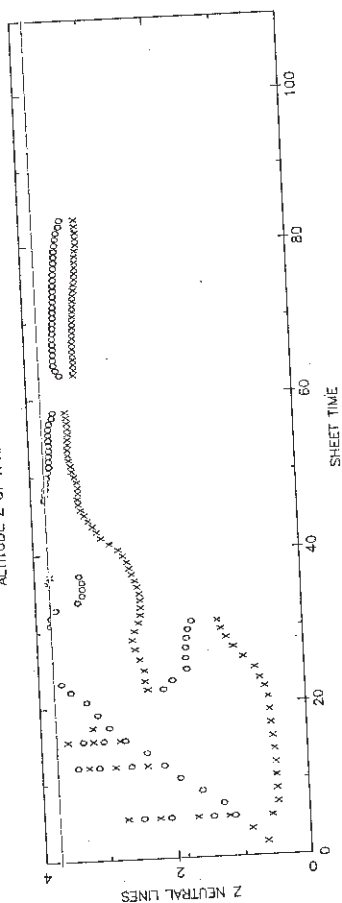


CURRENT J AT X NEUTRAL LINES

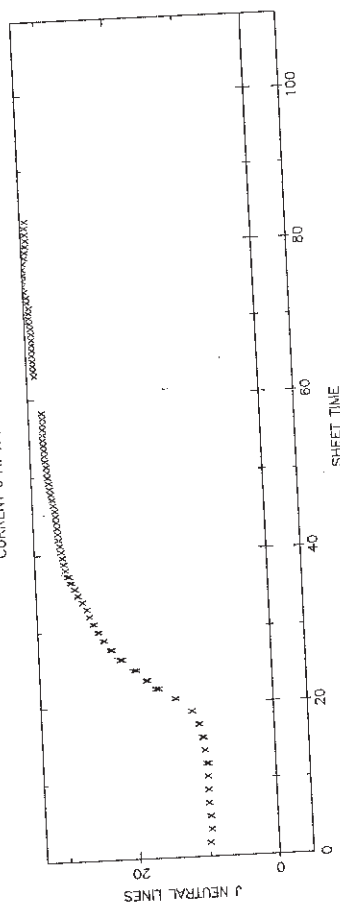


cas 3: $\zeta_R = 40$

ALTITUDE Z OF X AND O NEUTRAL LINES

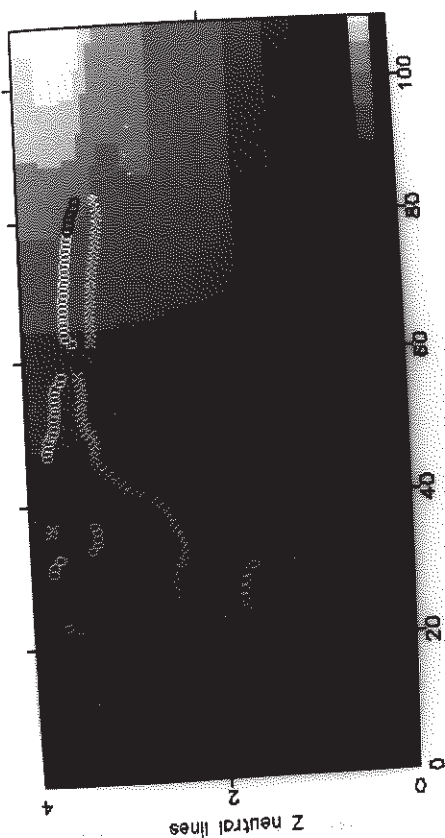


CURRENT J AT X NEUTRAL LINES



cas 5 : $Z_R = 10$

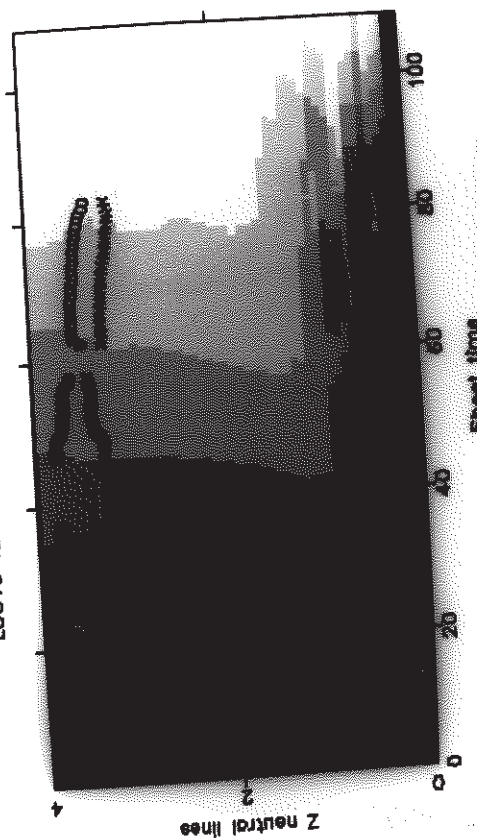
MASS DENSITY (gray levels)



Sheet time

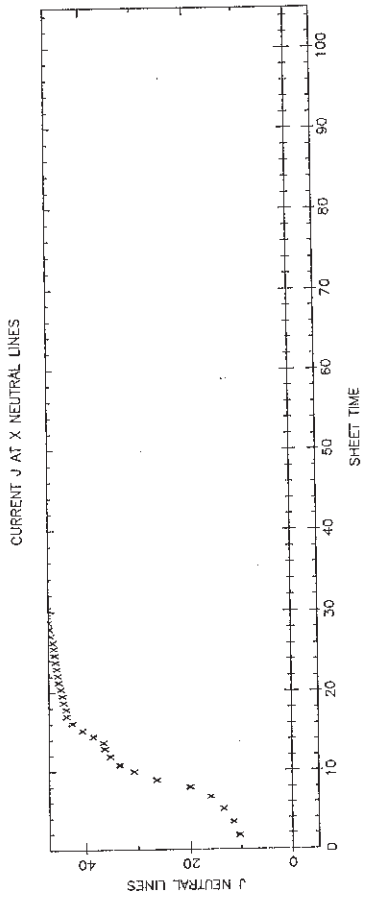
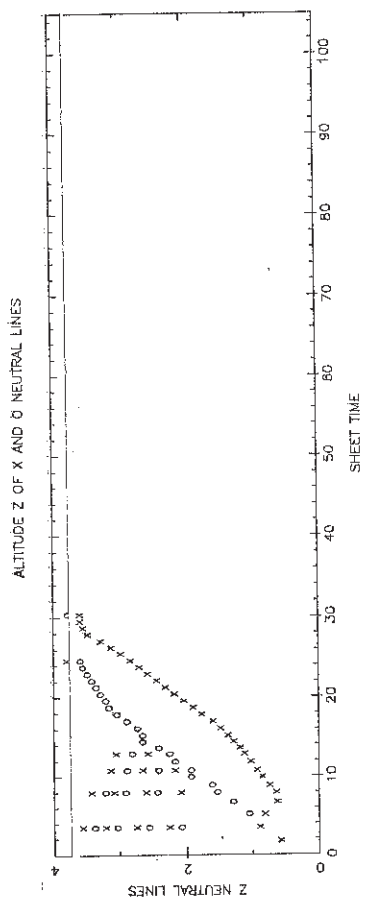
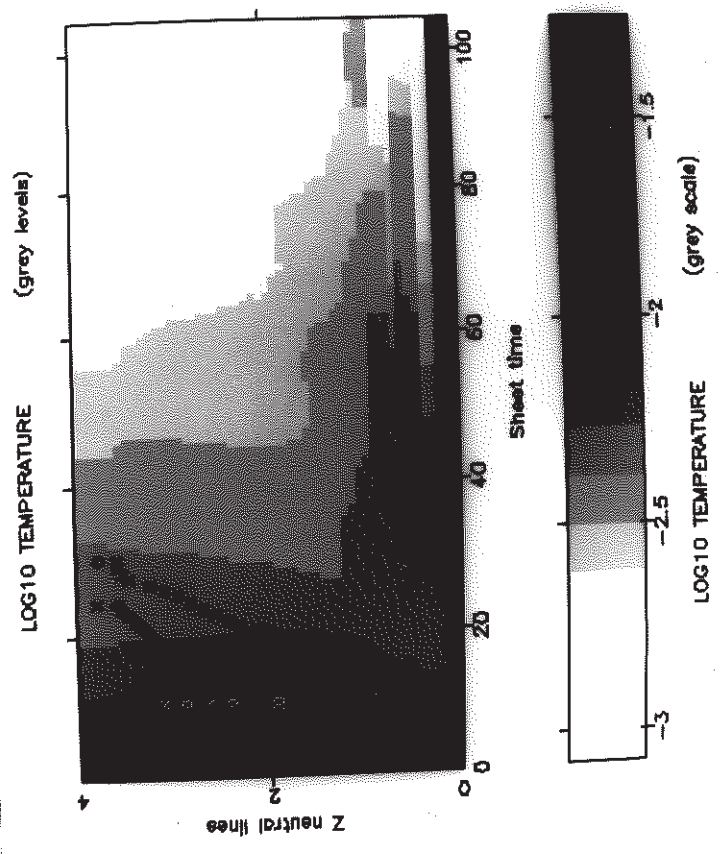
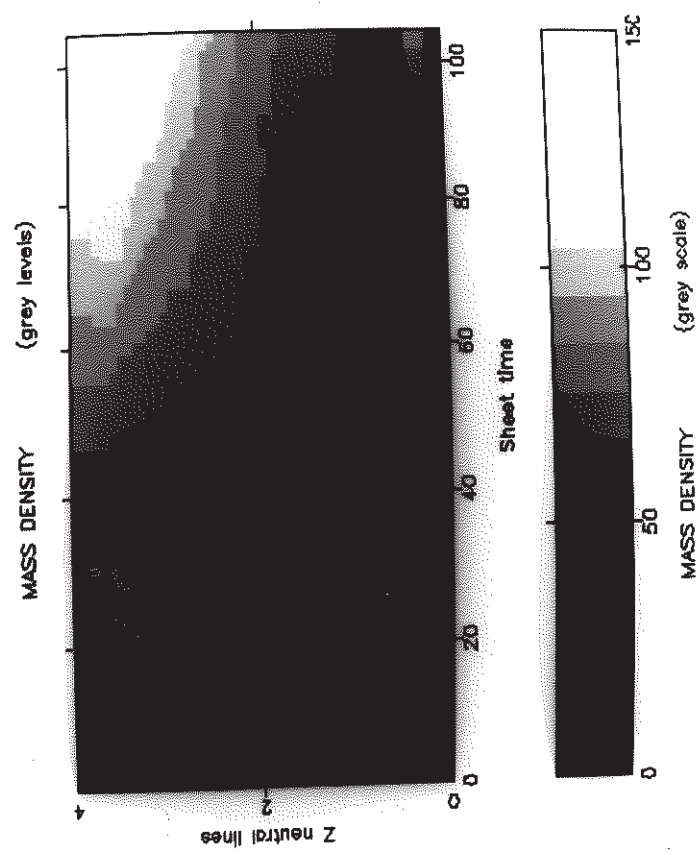
MASS DENSITY (gray scale)

LOG10 TEMPERATURE (gray levels)



Sheet time

LOG10 TEMPERATURE (gray scale)



cas 6: $Z_R = 5$

considérablement la reconnexion magnétique qui se manifeste sur les échelles de temps radiatives (résultat en accord avec ceux de Steinolfson et Van Hoven, voir chapitre précédent) : le déchirement se produit d'autant plus vite, et le taux de reconnexion ($j_n(t)$) est d'autant plus élevé, que τ_R est faible (j_n maximum = 30 pour $\tau_R = 10$; 50 pour $\tau_R = 5$). L'éjection du point x de la boîte ($t = 80$ pour $\tau_R = 10$; 30 pour $\tau_R = 5$) laisse place à une condensation ($\rho = 150 \rho_0$, $T = T_0 / 50$) dans la nappe de courant. On est donc en présence d'un régime hybride, dans lequel l'instabilité résistive se produit sur une échelle de temps radiative.

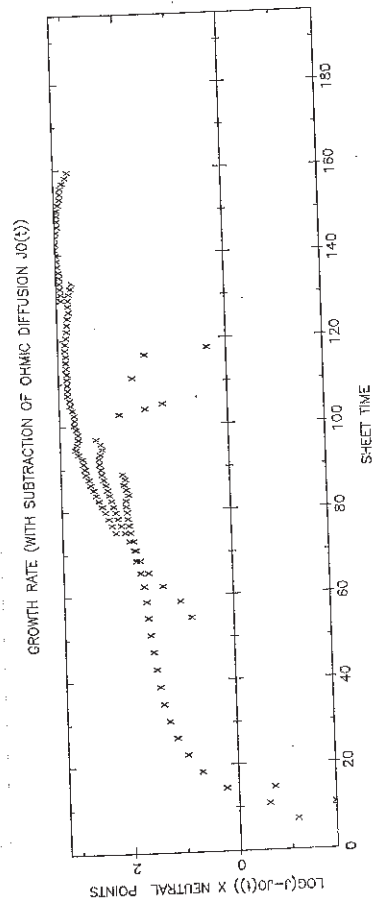
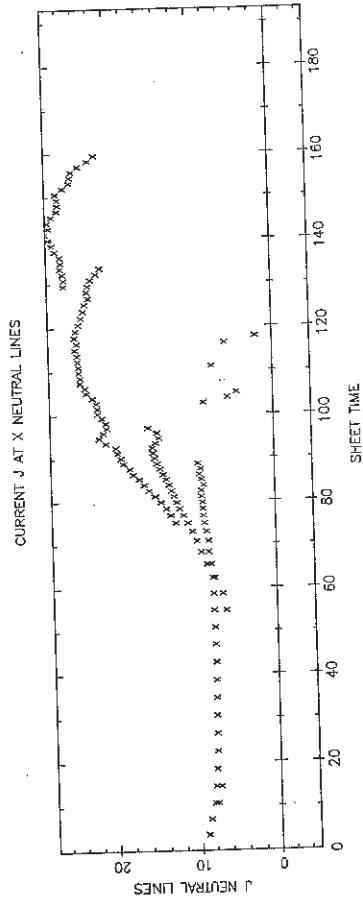
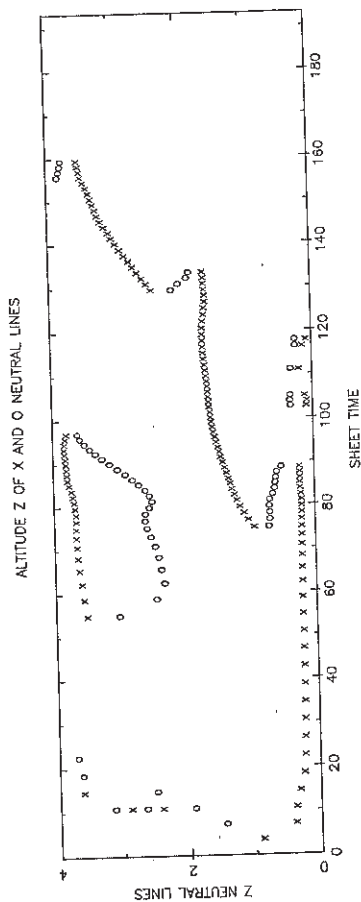
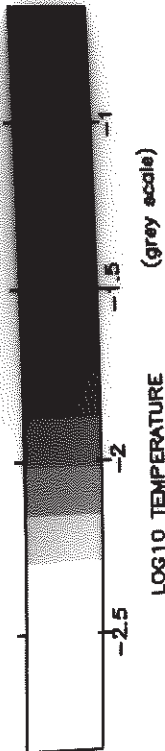
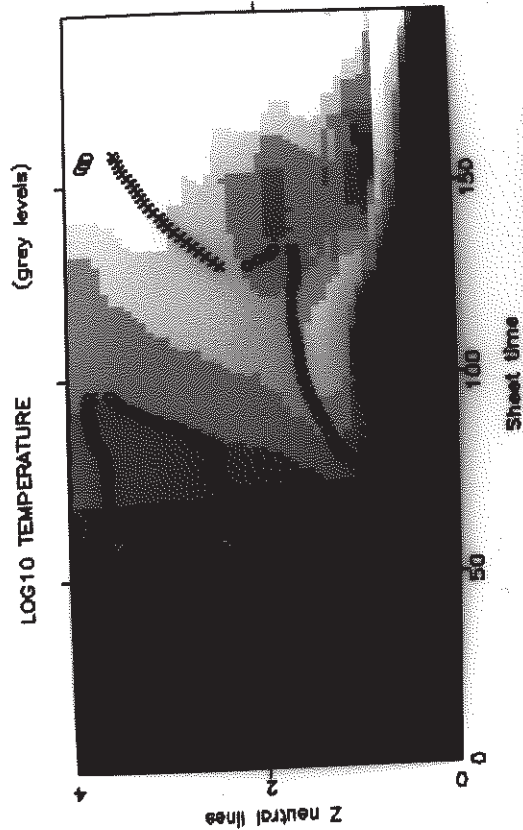
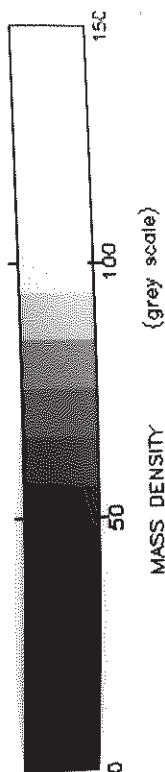
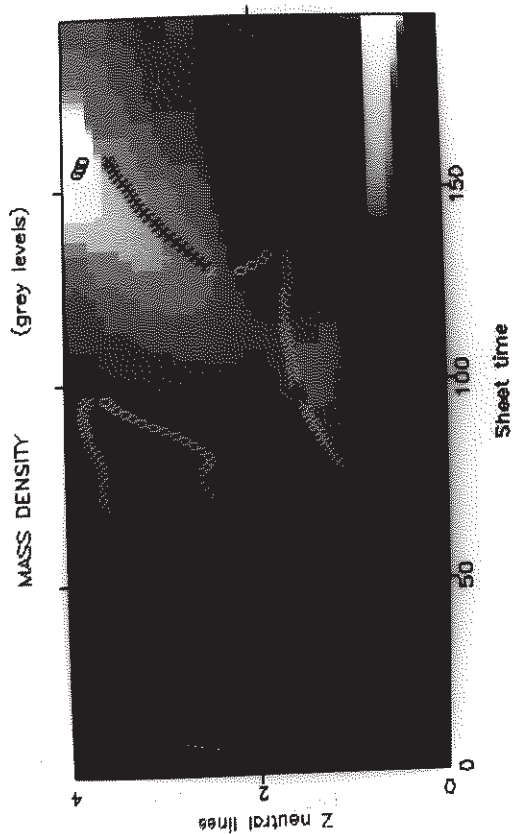
* τ_R : 20 rayonnement intermédiaire.

Ce cas est le plus intéressant. La nappe de courant est, initialement, faiblement chauffée ; néanmoins l'instabilité thermique se produit et un système de deux condensations apparaît. Pour $t \leq 70$, on observe les phénomènes classiques de diffusion (décroissance initiale du courant) suivis de l'instabilité de "tearing" linéaire (formation d'ilots, augmentation lente du courant aux points neutres de type x). Après $t = 70$, on entre dans une phase fortement non linéaire d'interaction résistive - radiative : le rayonnement accélère considérablement le mode du déchirement et le taux de reconnexion augmente aux points x ($j_n = 25$ à la saturation), tout en restant inférieur aux cas non radiatifs (résultat en accord avec ceux de Steinolfson et Van Hoven).

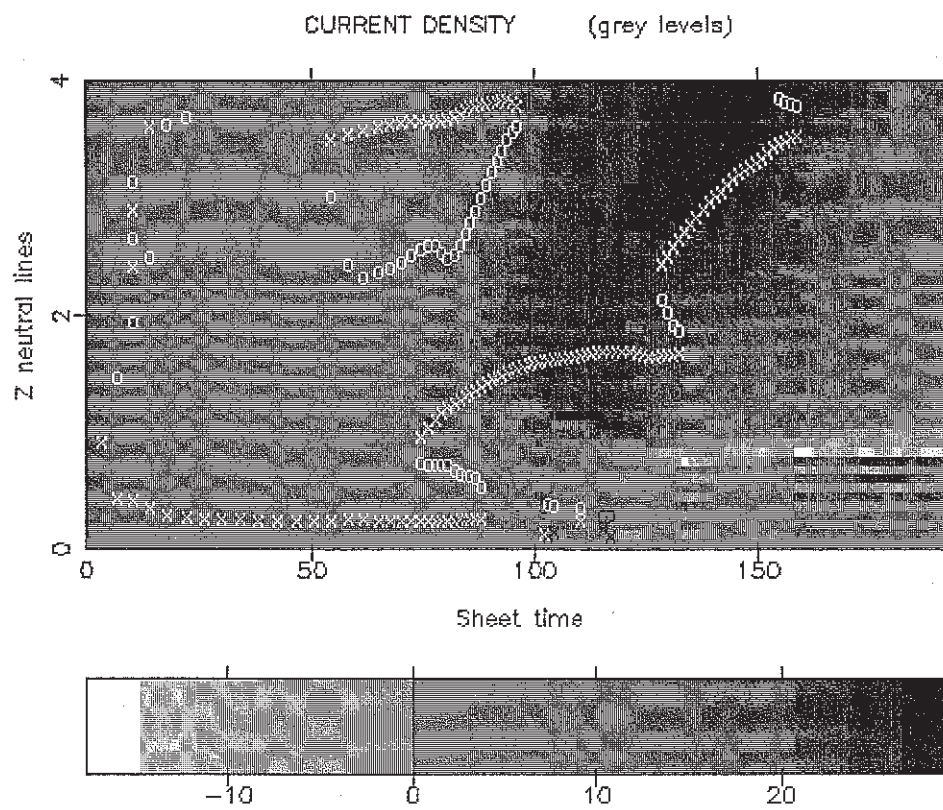
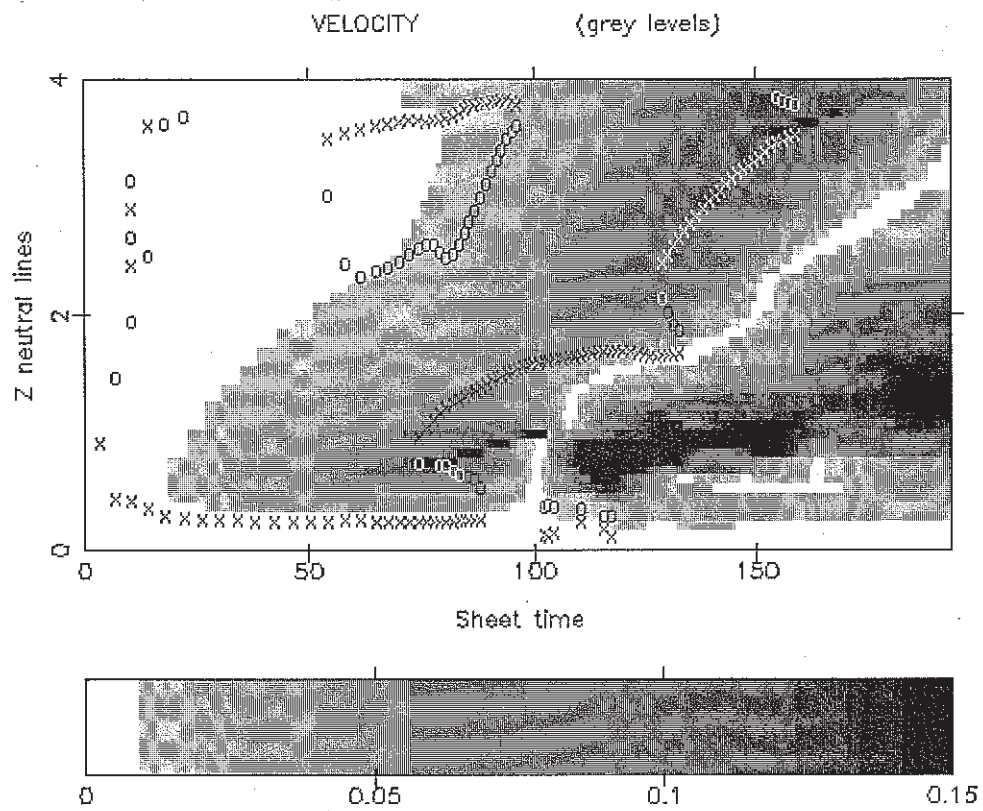
Contrairement au "tearing" non radiatif, les régions de forte densité qui se développent sont localisées aux points x de la structure corroborant encore les conclusions de Steinolfson et Van Hoven. Ces condensations sont éjectées, vers $t = 160$, par le haut de la boîte (car le rayonnement accélère la reconnexion). Ces condensations, associées aux points x, correspondent au modèle Kuperus - Raadu, dans lequel les protubérances surmontent le point x de la structure. Dans notre expérience numérique, elles sont instables : elles subissent une force de laplace $\vec{j} \wedge \vec{B}$ dirigée vers le haut, non contrebalancée par la gravité (non incorporée dans les équations) et de ce fait sont éjectées de la boîte.

Un second type de condensations se développe à basse altitude, sous le point x, au sommet de l'arcade de champ magnétique reconnecté située au-dessus de la base, après $t = 125$. Il s'agit d'une condensation de type Kippenhahn-Schluter. L'inspection de l'évolution du module de la vitesse $|V_z|$ et de la densité de courant en fonction du temps, dans la nappe de courant ($x = 0$ et $0 \leq z \leq 4$) montre que la vitesse est la plus élevée au dessus de cette condensation, et qu'elle s'accompagne d'un renversement du sens du courant électrique.

La courbe de vitesse nulle n'est pas superposée à la position des points x



cas 4: $z_R = 20$



cas 4: $\tau_R = 20$

en fonction du temps, car ceux ci sont en mouvement ascendant. Nous allons maintenant caractériser les deux condensations, en utilisant les courbes présentées pages suivantes, et donnant $\rho(o,z,t)$, $v_z(o,z,t)$, $B_x(o,z,t)$, $j(o,z,t)$ et $T(o,z,t)$ dans la nappe de courant ($x=0$; $0 \leq z \leq 4$) pour des valeurs discrètes de t (normalisées au temps d'Alfvén du feuillet $\tau_a^* = (w/L) \tau_a$) et égales à 0, 34.53, 66.80, 100.27, 140.73 et 182.53 (sur les figures, ce sont des temps normalisés à τ_a qui sont inscrits).

Condensation Kuperus - Raadu.

Elle est associée au point neutre X de la structure. Le tableau ci dessous résume ses caractéristiques, à $t = 140.73$. v_n est la vitesse du point neutre X.

z	point X		
	2.40	3.00	3.60
B_x	-0.03	0	0.04
ρ	70	85	90
v_a	0.0036	0	0.0042
v_z	0.067	0.097	0.108
$v_z - v_n$	-0.030	0	0.011
T	0.0063	0.0053	0.0050
C_s	0.102	0.094	0.091

Le point X est en $z = 3.00$. Le mouvement est super-alfvénique, comme on peut s'y attendre, mais par contre subsonique, dans un référentiel se déplaçant avec le point X. Il n'y a donc pas de chocs. La condensation n'est pas stable et est éjectée vers le haut. Pour la stabiliser, il ne suffirait pas d'ajouter la gravité ; il faudrait qu'un régime de reconnexion forcée, et stationnaire,

s'instaure, impliquant la mise en mouvement forcé des lignes de force du champ magnétique, permettant au point X de conserver une attitude constante. Un tel mécanisme peut être obtenu par action sur les conditions aux limites à la base, en imposant un mouvement convergent (vers le feuillet) aux pieds des lignes de force, qui sont ancrées dans la photosphère, comme le suggèrent fortement les observations (première partie de cette thèse). On peut se faire une idée de la vitesse d'approche des lignes de champ à imposer à la base ; la vitesse de la ligne singulière (normalisée à la vitesse d'Alfvén v_a de la boîte), joignant le point neutre X à la "photosphère", dans notre modèle actuel, est en effet :

$$v = -\frac{1}{2} j_n \approx -0.06 \text{ (avec } R_m = 400, j_n \approx 25)$$

et cette vitesse est compatible, en ordre de grandeur, avec la vitesse maximale (normalisée à la vitesse d'Alfvén) à grande distance du point X de l'écoulement de Petschek, donnée par

$$v_e = -\pi / (8 \log R_m) = -0.08.$$

Il est en fait possible de prédire une valeur du courant électrique j_n dans les régions diffusives de Sweet - Parker et de Petschek :

. Cas de Sweet - Parker (voir le chapitre II-2-2) :

$$j_n/j_e = R_m^{1/2}$$

$$\text{où } j_e = B_i / (\mu_0 l) \text{ et } j_n = B_i / (\mu_0 w)$$

. Cas de l'écoulement de Petschek (voir le chapitre II-2-2) :

$$j_n/j_e = R_{me} M_e / (B_i / B_e)^4,$$

$$\text{où } j_e = B_e / (\mu_0 l_e) \text{ et } j_n = B_i / (\mu_0 w)$$

les quantités indicées par "e" étant données à grande distance de la région diffusive (mêmes notations qu'au chapitre II-2-2).

Le taux de reconnexion maximal est obtenu pour $B_i / B_e = 1/2$.

Dans ce cas,

$$M_e = M_e^* = \pi / (8 \log R_{me})$$

et

$$j_n / j_e = j_n^* / j_e = 2\pi R_{me} / \log R_{me}$$

Le tableau ci dessous donne les valeurs maximales des courants j_n^* prédites par ces théories, dans le cas numérique ($R_m = 10^2$), des protubérances ($R_m = 3 \cdot 10^7$) et de la couronne ($R_m = 10^{12}$), ainsi que la valeur observée dans les expériences numériques.

j_n^*/j_e	Cas numérique	Protubérances	Couronne
Sweet-Parker	11	$5 \cdot 10^3$	10^6
Petschek <u>maximal</u>	157	10^7	$2 \cdot 10^{11}$
Observations	50-100 (adiabatique) 25 (radiatif)	-	-

Les simulations numériques non radiatives donnent des résultats plus proches de la théorie de Petschek que de celle de Sweet-Parker. C'est donc celle de Petschek que nous allons utiliser pour les protubérances solaires. Comparons tout d'abord le courant j_p nécessaire au support d'une protubérance contre la gravité, au courant dans la région diffusive j_n^* , tel qu'il est prévu par la théorie de Petschek :

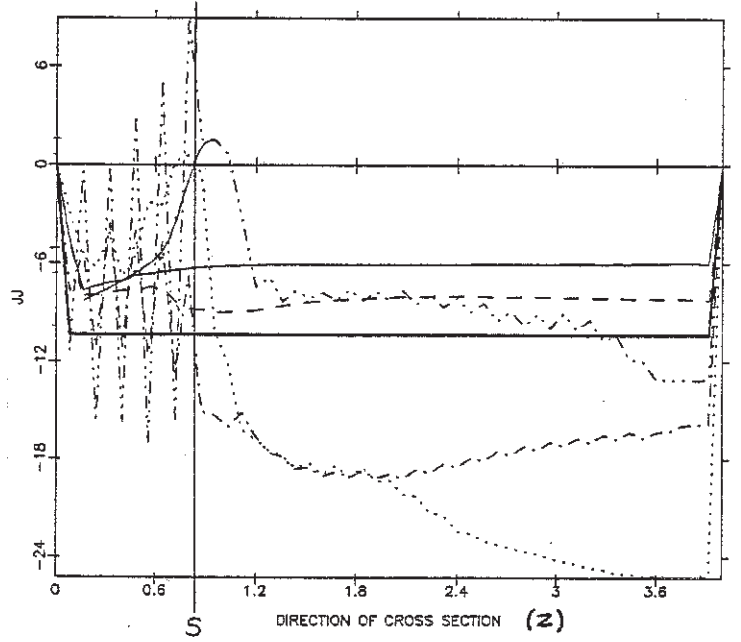
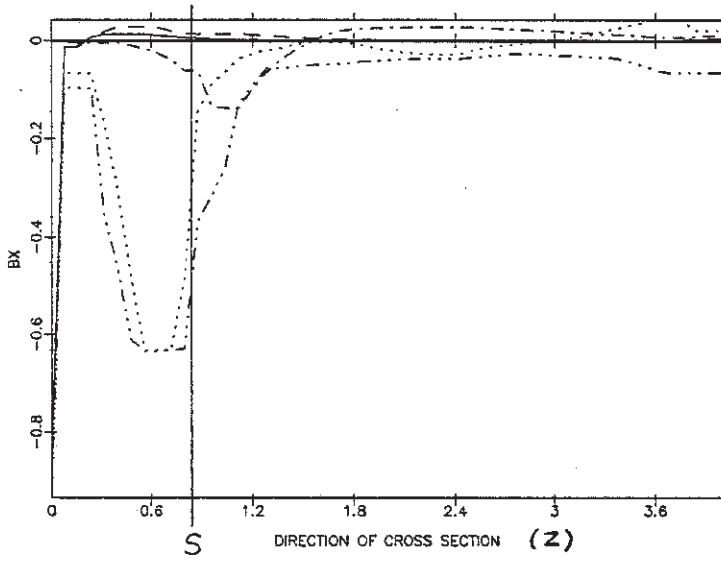
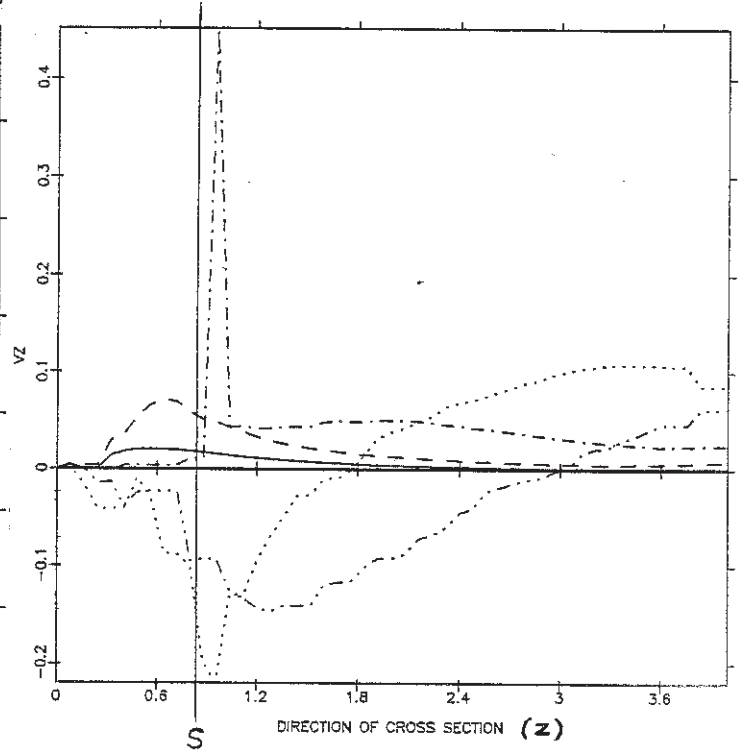
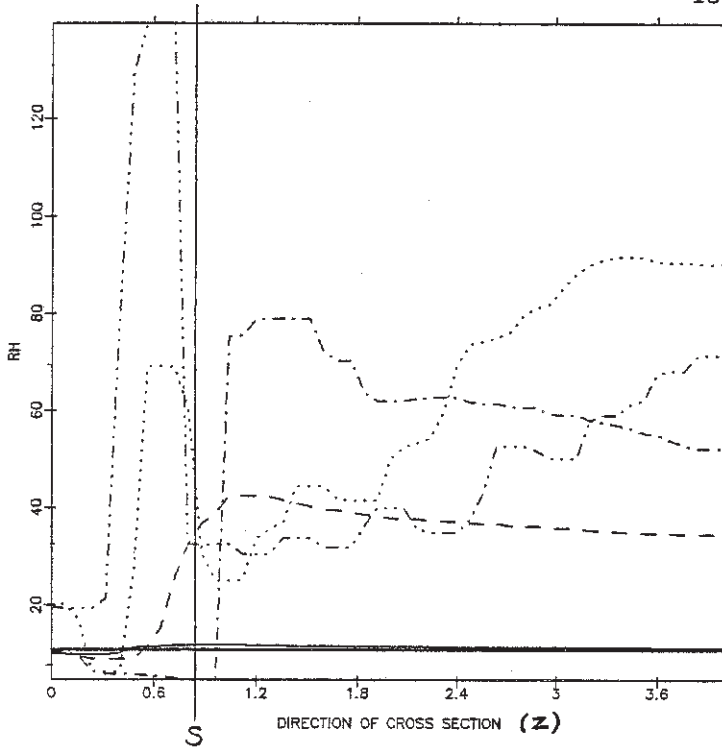
$$j_p = \rho g / B \text{ d'où l'on tire}$$

$$j_p / j_e = Lg / v_a^2 \approx 10$$

(avec $L = 30\,000 \text{ km}$, $B = 10\text{G}$, $\rho = 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$). Avec $j_n^* / j_e \approx 10^7$,

on obtient $j_p / j_n^* = 10^{-6} \ll 1$.

La théorie de Petschek prédit un courant électrique maximal j_n^* dans la région diffusive, de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la valeur nécessaire au

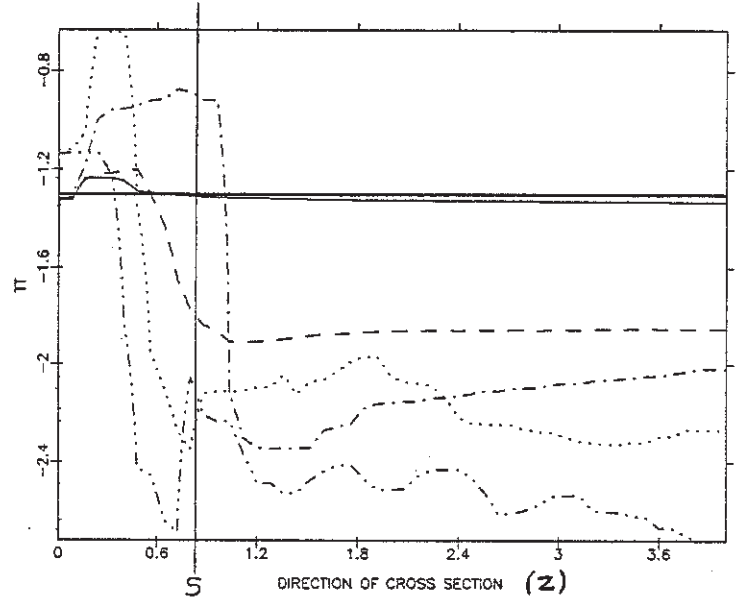


X1,X2,Z1,Z2 =
0.000
0.000
0.000
4.000

TIME , RECORD NO.

0.00	1	—————
5.18	19	—————
10.02	36	—————
15.04	83	—————
21.11	144	—————
27.38	205	—————

cas 4 : $\zeta_R = 20$



* TEMPS t = 140.93		Position du					Position									
*		choc rapide					de la condensation					*				

* Z	*	1.28	1.20	1.12	1.04	0.96	0.88	0.80	0.72	0.64	0.56	0.48	0.40	0.32	0.24	*

* $-u_z$	*		0.10	0.13	0.14	0.22	0.20	0.10	0.09	0.08	0.03	0.01	0.04			*
* ρ	*		33	25	25	25	32	60	69	69	69	29	8			*

* $-\rho u_z$	*		3.30	3.25	3.50	5.51	6.21	6.00	6.21	5.52	2.07	0.29	0.32			*

* $\frac{\partial p}{\partial t}$	*		-0.5	0.8	1.1	1.1	0.0	-3.5	11.0	10.8	11.2	13.5	12.4			*
* $-\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}$	*		-4.6	-1.3	-14.1	-16.9	-3.1	0.0	3.0	25.9	32.7	10.9	-0.2			*

* $-\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial t}$	*		-4.1	-2.1	-15.2	-18.0	-3.1	3.5	-8.0	15.1	21.5	-2.5	-12.6			*

* $-B_x$	*		0.025	0.036	0.060	0.082	0.14	0.48	0.63	0.63	0.63	0.47	0.30			*
* $B_x u_z$	*		0.0025	0.0047	0.0084	0.018	0.027	0.048	0.057	0.050	0.019	0.005	0.012			*
* u_a	*		0.0044	0.0072	0.012	0.016	0.025	0.062	0.076	0.076	0.076	0.087	0.106			*

* T	*		0.0081	0.0078	0.0078	0.0078	0.0076	0.0046	0.0058	0.0079	0.011	0.046	0.221			*

* P	*		0.27	0.20	0.19	0.19	0.24	0.28	0.40	0.54	0.76	1.33	1.77			*
* C_s	*		0.116	0.114	0.114	0.114	0.112	0.087	0.098	0.115	0.135	0.277	0.606			*
* v_f	*		0.116	0.114	0.114	0.115	0.115	0.107	0.124	0.138	0.155	0.290	0.615			*

* M_f	*		0.86	1.14	1.23	1.91	1.70	0.93	0.73	0.58	0.19	0.03	0.06			*

* δ	*		-16.7	-15.8	-12.3	-9.8	-0.9	0.6	0.0	-2.4	-2.4	-4.5	-6.6			*
* S/c_v	*		-7.14	-6.97	-6.99	-7.02	-7.20	-8.10	-7.97	-7.67	-7.33	-5.32	-2.89			*

* TEMPS t = 182.53		Position du				Position de la condensation											*
* (Fin du calcul)		choc rapide															*

* Z	* 1.28	1.20	1.12	1.04	0.96	0.88	0.80	0.72	0.64	0.56	0.48	0.40	0.32	0.24	*		

* -w _z	* 0.15	0.14	0.13	0.12	0.10	0.10	0.10	0.023	0.023	0.023	0.023	0.036	0.013	0.013	*		
* p	* 30	30	30	32	32	32	32	139	139	139	130	80	21	19	*		
* -p w _z	* 4.5	4.2	3.9	3.8	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2	3.0	2.9	0.3	0.2	*		
* -B _x	* 0.05	0.09	0.14	0.26	0.31	0.36	0.63	0.63	0.63	0.63	0.61	0.45	0.36	0.11	*		
* w _a	* 0.009	0.016	0.026	0.046	0.055	0.064	0.110	0.053	0.053	0.053	0.054	0.050	0.079	0.025	*		

* T	* 0.0032	0.0032	0.0043	0.0058	0.0058	0.0065	0.0089	0.0021	0.0023	0.0035	0.0038	0.0143	0.059	0.073	*		

* P	* 0.10	0.10	0.13	0.18	0.19	0.21	0.28	0.29	0.32	0.48	0.49	1.14	1.23	1.38	*		
* C _s	* 0.073	0.073	0.085	0.098	0.098	0.104	0.122	0.059	0.062	0.077	0.080	0.154	0.31	0.35	*		
* V _f	* 0.074	0.075	0.089	0.108	0.112	0.122	0.164	0.079	0.081	0.093	0.096	0.162	0.32	0.35	*		

* M _f	* 2.04	1.87	1.46	1.11	0.89	0.82	0.61	0.29	0.28	0.25	0.24	0.22	0.04	0.04	*		

* j	* -7.2	-7.5	-3.5	0.6	1.5	1.5	-1.2	-3.2	-4.9	-6.0	-6.6	?	?	?	*		
* S/C _v	* -7.97	-7.97	-7.71	-7.49	-7.43	-7.33	-7.05	-9.46	-9.36	-8.95	-8.82	-7.17	-4.86	-4.58	*		

soutien du plasma contre la gravité. Si l'on admet que le courant j_n dans la région diffusive, est 10 fois plus faible que le courant maximal prédit j_n^* (les expériences numériques ici rapportées montrent que, en présence de rayonnement, on a un facteur 10), la vitesse d'écartement normalisée de la ligne singulière $v = -\eta j_n$ vaut ≈ 0.033 , soit environ 10 km/s, vitesse typique d'écartement des rubans brillants dans la phase graduelle des éruptions en double filet.

Si maintenant on attribue à j_n la valeur j_p , cette vitesse n'est plus que de 0.1 m/s, 2 ou 3 ordres de grandeur plus faible que celle des mouvements convectifs de type cellules géantes. Ceci signifie que la stationnarité d'une protubérance (point X d'altitude constante) soumise à des mouvements de convection convergents sous jacents de 10 ou 100 m/s ne peut s'expliquer que si le nombre de Reynolds magnétique est 100 ou 1000 fois plus faible que la valeur ($10^7 - 10^8$) usuellement admise. C'est possible si le milieu est turbulent, développant une résistivité anormale 100 ou 1000 fois plus élevée que la résistivité ordinaire.

Condensation Kippenhahn - Schluter

Cette condensation se forme au sommet des arcades de champ magnétique reconnecté sous le point x. La table page suivante, issue des courbes de variation de $\rho(0,z)$, $B_x(0,z)$, $T(0,z)$, $v_z(0,z)$ et $j(0,z)$ aux instants $t = 140.93$ et 182.53 montre les grandeurs MHD dans la nappe de courant, pour $0.24 \leq z \leq 1.28$.

En $t = 140.93$,

l'inspection de $M_f(z) = |v_z| / V_f$ ("fast mode Mach number") où $V_f = (v_a^2 + C_s^2)^{1/2}$ est la vitesse du mode rapide montre qu'un choc MHD perpendiculaire rapide se produit entre $z = 0.88$ et $z = 0.80$, soit juste au dessus de la condensation ($0.80 \leq z \leq 0.56$). Dans un choc perpendiculaire idéal à une seule dimension, les relations entre les quantités amont ("upstream", indice u) et aval ("downstream", indice d) sont données, pour un gaz de $\gamma = 5/3$, par :

$$\rho_d / \rho_u = v_u / v_d = B_d / B_u = x \quad \text{avec} \quad \underline{1 \leq x \leq 4}$$

$$P_d / P_u = (1 / (4-x)) ((4x-1) + (x-1)^3 / \beta_u) \geq 1$$

$$T_d / T_u = (1 / ((4-x) x)) ((4x-1) + (x-1)^3 / \beta_u) \geq 1$$

x désigne la force du choc ; elle peut se déduire de β_u (β du plasma en amont du choc égal à $(6/5) (C_{su}/v_{au})^2$) et de M_{fu} (nombre de Mach rapide en amont du choc, relié au nombre de Mach ordinaire M_u par la relation $M_{fu} = M_u / (1+6 / (5\beta_u))^{1/2}$) par :

$$x = (1/6) (-F + (F^2 + 48 (6+5\beta_u) M_{fu}^2)^{1/2})$$

$$\text{où } F = 15 (1 + \beta_u) + (6 + 5 \beta_u) M_{fu}^2$$

Inversement, la connaissance de la force du choc x permet d'en déduire le nombre de Mach amont M_u par :

$$M_u = ((3/(5 \beta_u)) (x (x+5 (1+\beta_u)) / (4-x)))^{1/2}$$

le nombre de Mach aval M_d se déduit de :

$$M_d / M_u = ((1/x) (4-x) / ((4x-1) + (x-1)^3 / \beta_u))^{1/2}$$

et le β du plasma en aval du choc (β_d) se tire de :

$$\beta_d / \beta_u = (1 / (x^2 (4-x))) ((4x-1) + (x-1)^3 / \beta_u)$$

Le choc se forme lorsque $M_{fu} > 1$, soit lorsque $x > 1$.

En supposant la force du choc égale à 2 (comme le laissent croire les rapports de densité et de vitesse dans l'expérience numérique), et en prenant $\beta_u = 24$ (mesuré dans l'expérience), on obtient des rapports théoriques P_d / P_u , T_d / T_u , β_d / β_u , M_d/M_u qui s'écartent significativement de ceux calculés d'après le tableau de valeurs, contrairement au cas adiabatique traité par Forbes et Priest. En particulier, la température et l'entropie décroissent au travers du choc (le contraire se produisant dans un choc idéal). La structure thermique du choc est donc considérablement modifiée par le rayonnement : l'équation d'énergie y est en effet :

$$\partial / \partial s ((\gamma / (\gamma-1)) P v + B^2 v / \mu_0 + \rho v^3 / 2) = h p + j^2 / \sigma - \rho^2 Q (T)$$

au lieu de la relation $(\gamma/(\gamma-1)) P v + B^2 v / \mu_0 + \rho v^3/2 = \text{constante}$ (cas des chocs idéaux à une dimension). On est ainsi en présence d'un choc radiatif, et l'examen du tableau montre qu'il existe une condensation juste en aval de ce choc ($\rho = 69$).

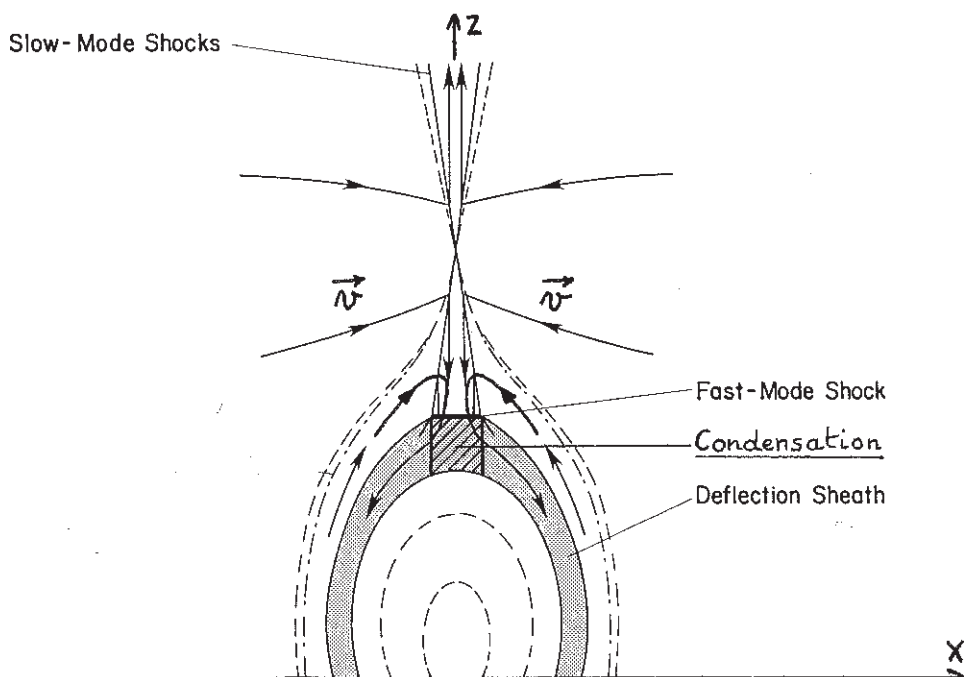
C'est aussi juste en aval du choc que se produit l'inversion du courant électrique, marquant une forte variation de B_x en fonction de z ($j = \partial B_x / \partial z - \partial B_z / \partial x$). Les deux termes $\partial B_z / \partial x$ et $\partial B_x / \partial z$ sont tous les deux positifs et en compétition. Un creusement important des lignes de force se produit à cet endroit.

La compression du plasma par le choc est favorable au déclenchement d'une instabilité thermique ; ce mécanisme sera examiné au chapitre suivant.

Etudions maintenant le bilan de masse du choc MHD rapide : le tableau indique qu'il existe, dans la direction z , un défaut de flux de masse ρv_z à la fois en amont et en aval du choc, en comparaison du flux (conservatif) au travers du choc. Ceci peut se traduire par deux possibilités :

- une variation temporelle de densité $\partial \rho / \partial t$
- une injection ou déflexion dans la direction perpendiculaire x .

Comme le montre la table, $\partial \rho / \partial t$ est généralement inférieur, ou comparable à ρv_z . Nous avons calculé la quantité $\partial \rho v_x / \partial x$ égale à $-\partial \rho / \partial t - \partial \rho v_z / \partial z$. Lorsqu'elle est négative, on est en présence d'une injection de plasma ($v_x(\Delta x, z) < 0$), et lorsqu'elle est positive, il s'agit d'une déflexion ($v_x(\Delta x, z) > 0$). Les valeurs obtenues montrent qu'il existe une injection de plasma dans la direction x , au dessus du choc rapide. Par contre, une déflexion se produit dans la condensation, sous le choc. La matière qui traverse le choc MHD rapide provient donc à la fois du site diffusif (jet super-magnéto-sonique) et de l'arcade chaude de champ reconnecté, et elle traverse les deux chocs lents de l'écoulement de Petschek. Cette circulation sera modélisée dans le chapitre suivant et appliquée à la phase graduelle éruptions solaires, au cours de laquelle se forment des condensations ("post flare loops").



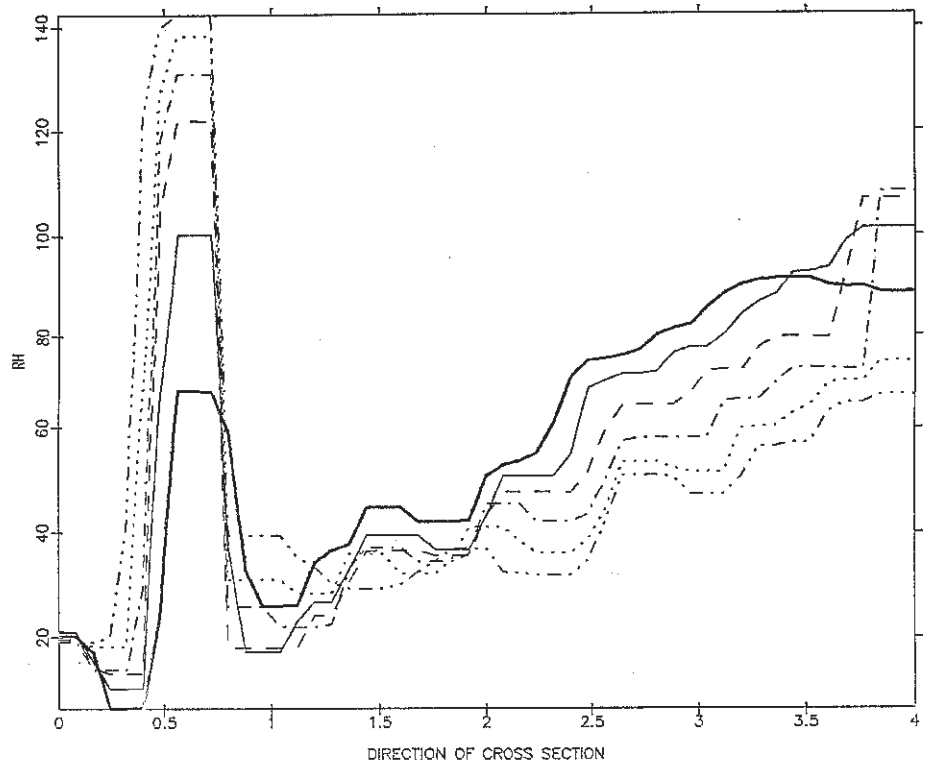
En t = 182.53 (fin du calcul)

Le choc MHD existe toujours : il s'est élargi et légèrement déplacé vers le haut (on le trouve entre $z = 0.96$ et $z = 1.04$). Cette fois ci, il est séparé de la condensation qui se forme entre $z = 0.72$ et $z = 0.48$, et a donc davantage les caractéristiques d'un choc MHD idéal (augmentation de T et de l'entropie au travers du choc). Une inversion du courant se manifeste encore sous le choc, et une très forte condensation s'est développée. La figure ci dessous montre l'évolution de la densité entre $t = 140.07$ et $t = 190.13$ dans la nappe de courant : alors que la condensation Kuperus - Raadu est éjectée du domaine, la condensation Kippenhahn - Schluter formée en dessous du choc est stationnaire en position et tend vers un état d'équilibre mécanique et thermique ($\partial\rho/\partial t = 23$ en $t = 140.07$; $\partial\rho/\partial t = 2.5$ en $t = 190.13$).

X1,X2,Z1,Z2 =
0.000
0.000
0.000
4.000

TIME , RECORD NO.

21.01	143	—————
22.48	158	—————
24.01	174	-----
25.47	189	-----
27.03	202
28.52	215

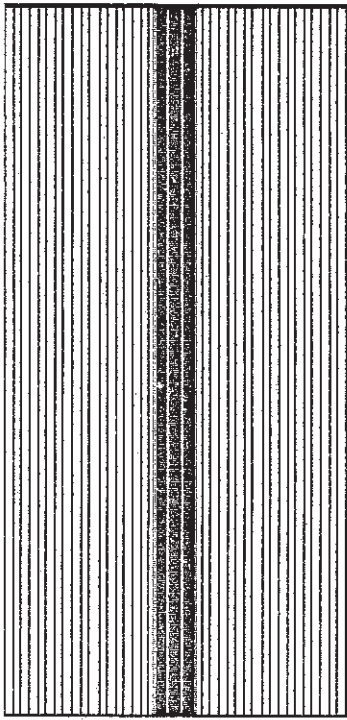


L'examen du tableau numérique montre que le flux de masse ρv_z est conservé depuis le choc ($z = 0.96$) jusqu'à la base de la condensation ($z = 0.48$). Par contre, il existe un défaut de flux sous la condensation, impliquant une déflexion du plasma dans la direction x (en supposant $|\partial \rho / \partial t| \ll |\rho v_z|$). Au dessus du choc, on a un excès de flux de masse, ce qui indique encore une déflexion vers la direction x . En $t = 190.13$, la masse de la condensation est devenue pratiquement constante ; elle est traversée par un flux de matière descendant et uniforme de vitesse $v_z = -0.023$. Nous avons donc découvert un mécanisme de condensation dynamique, mais stationnaire, impliquant la compression par une onde de choc MHD rapide, qui se forme lorsque le jet de plasma issu de la région diffusive percute les arcades de champ magnétique reconnecté au dessus de la "photosphère", sous le point X.

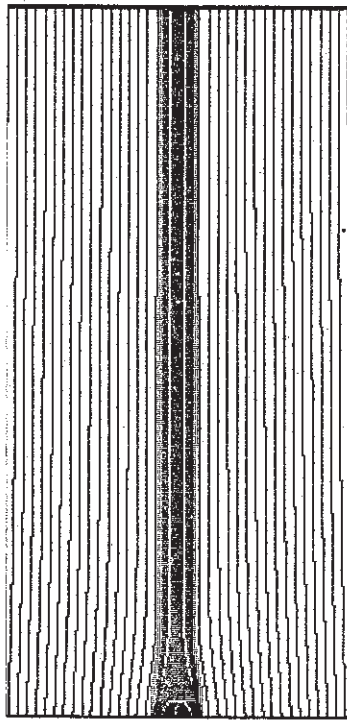
f) Communication 2

La communication "can prominences form in current sheets" utilise une condition initiale en équilibre mécanique et thermique, mais pas diffusif. Nous partons de différentes configurations d'équilibre thermique, selon que le chauffage par effet Joule J domine, ou non, le chauffage par ondes H (calculs effectués pour J/H variant de 13.36 à 0.145). Dans le cas où, initialement, $J/H \gg 1$ ($\tau_R^* = 20$), le refroidissement de la nappe de courant et l'instabilité thermique sont provoqués par la décroissance du chauffage Joule (diffusion du courant électrique). Les deux condensations précédemment obtenues se forment, et la reconnexion est accélérée et se produit sur une échelle de temps plus rapide que celle du "tearing" ordinaire, la phase non linéaire débutant dès $t = 20$. Le point X est éjecté dès $t = 40$; de $t = 60$ à 100, un nouvel îlot se forme et coalesce avec l'arcade de champ magnétique reconnecté. Il n'y a pas d'évidence claire du mode résistif- radiatif décrit précédemment (équilibre initial isotherme avec $\tau_R^* = 20$; régions denses développées aux points X), mais il est fondamental de noter que, en dépit de l'équilibre thermique initial, la nappe de courant est instable et se condense ; ces singularités de champ magnétique sont donc très favorables à la formation des protubérances.

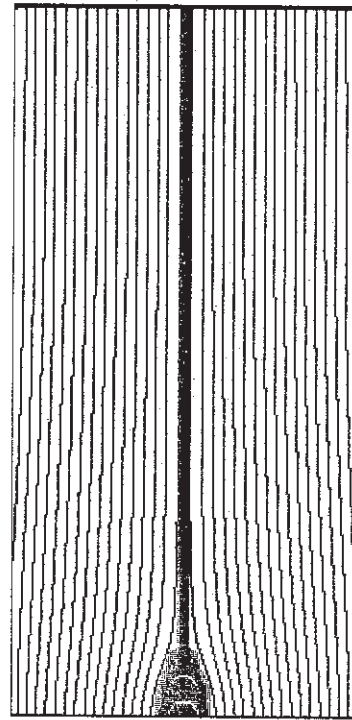
Les figures suivantes montrent l'évolution de la densité (niveaux de gris) et des lignes de force du champ magnétique (cas $\tau_R^* = 20$). A partir de $t = 86.27$, les lignes de champ de l'arcade se creusent, au sommet, sous l'influence du choc MHD rapide (compression), qui se développe (ce creux n'a pas pour origine la gravité, qui n'est pas incorporée dans les équations !). Nous avons représenté, au même instant, la densité de courant, en niveaux de gris, superposée aux lignes de champ magnétique : ce tracé met en évidence les deux paires de chocs lents (en blanc) caractéristiques de la reconnexion magnétique rapide ; au sommet de



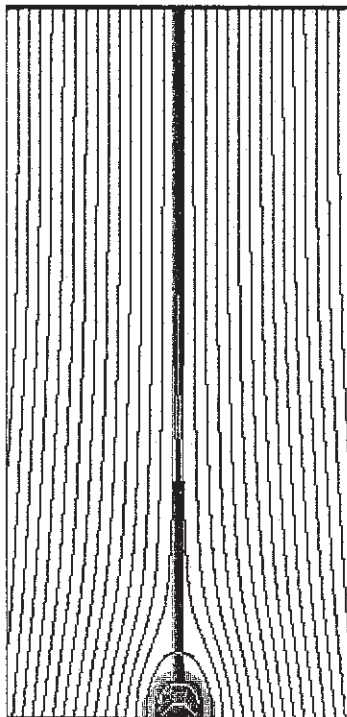
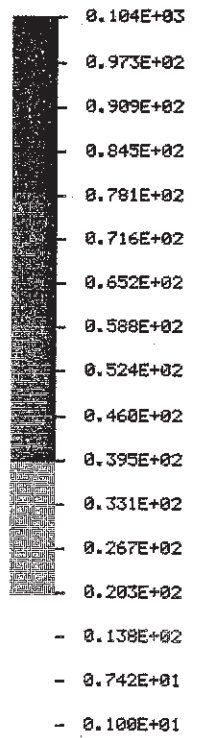
TIME= 0.000 / R



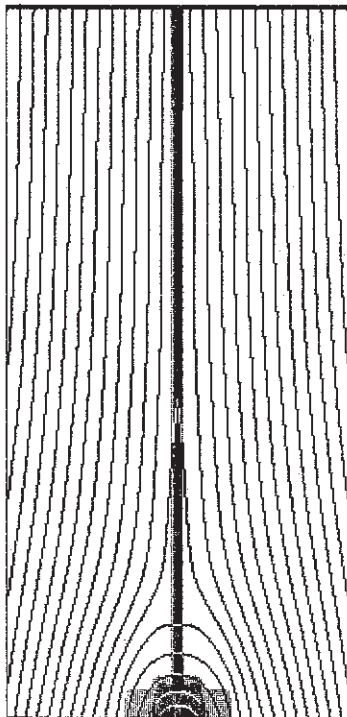
TIME= 17.562 / R



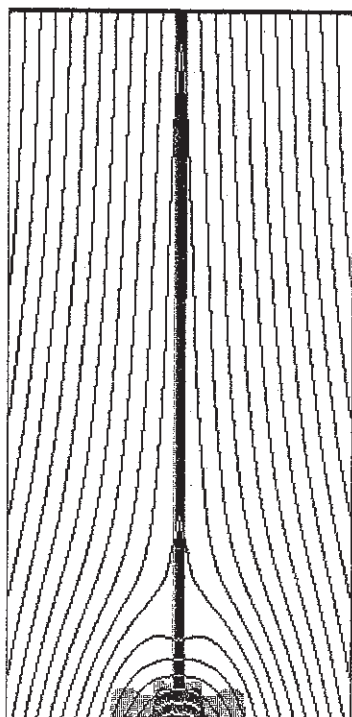
TIME= 38.332 / R



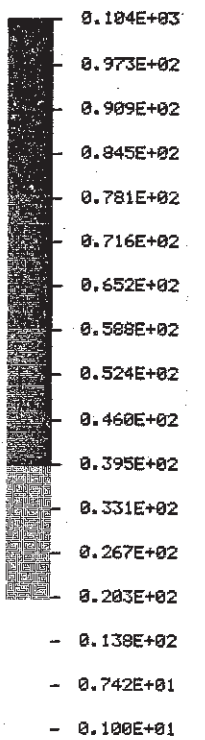
TIME= 59.205 / R

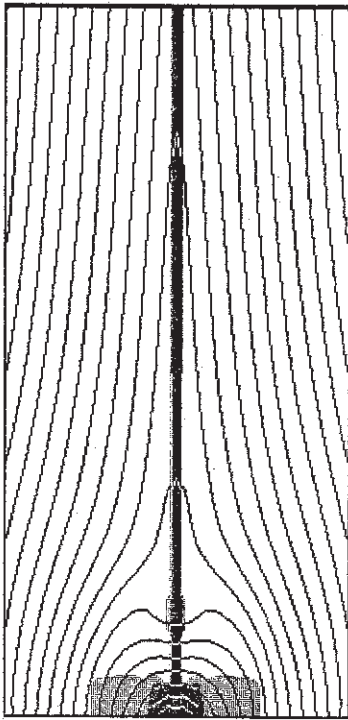


TIME= 86.266 / R

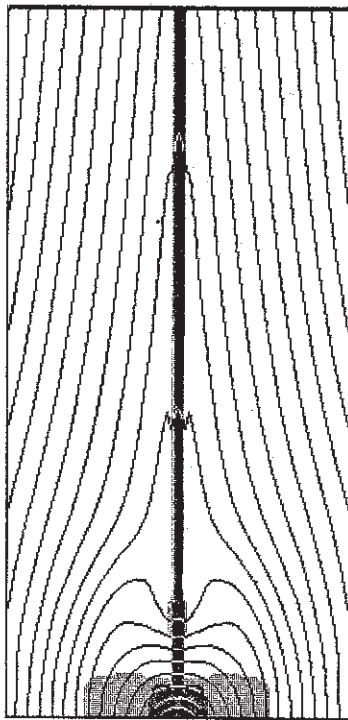


TIME= 100.099 / R

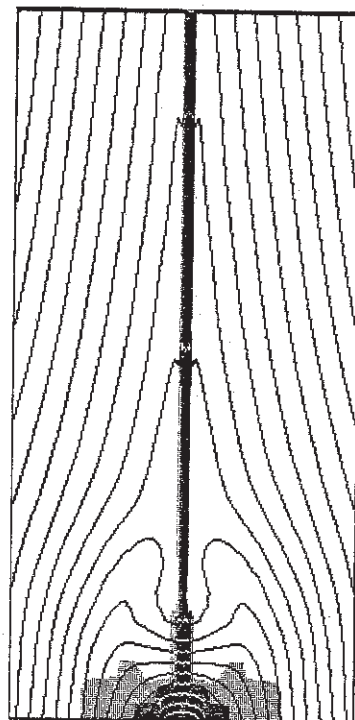




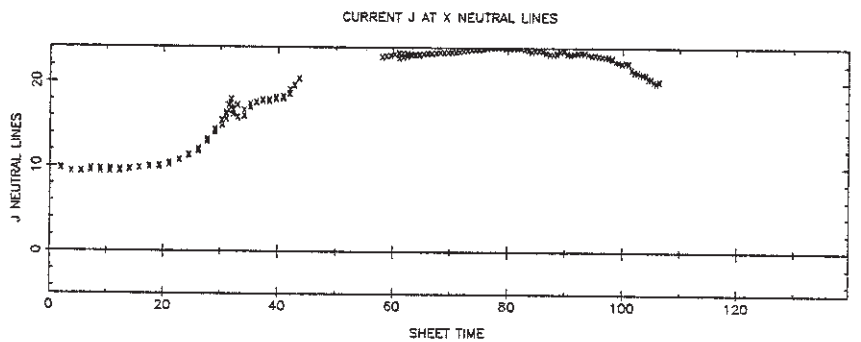
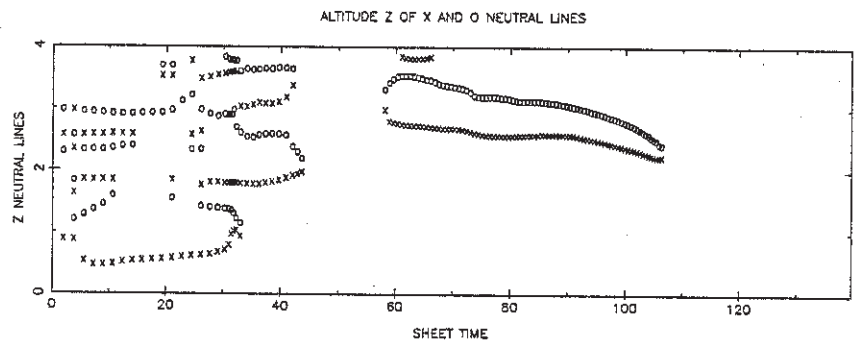
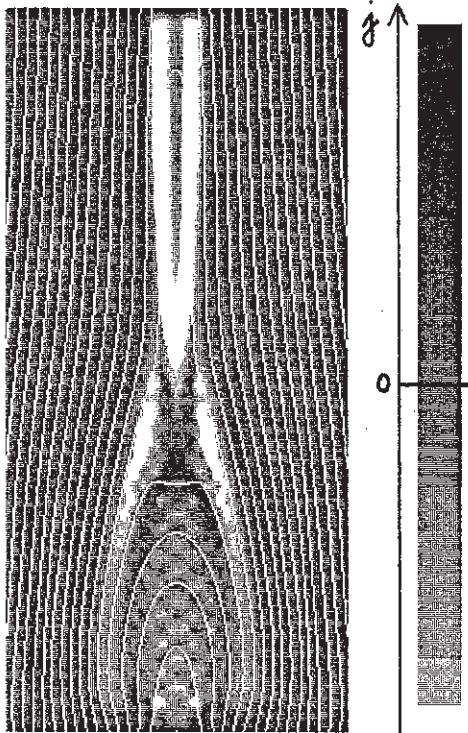
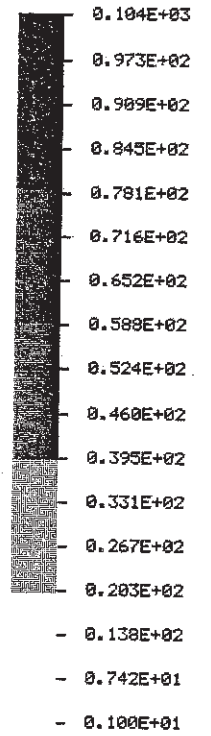
TIME=112.959 / R



TIME=119.962 / R



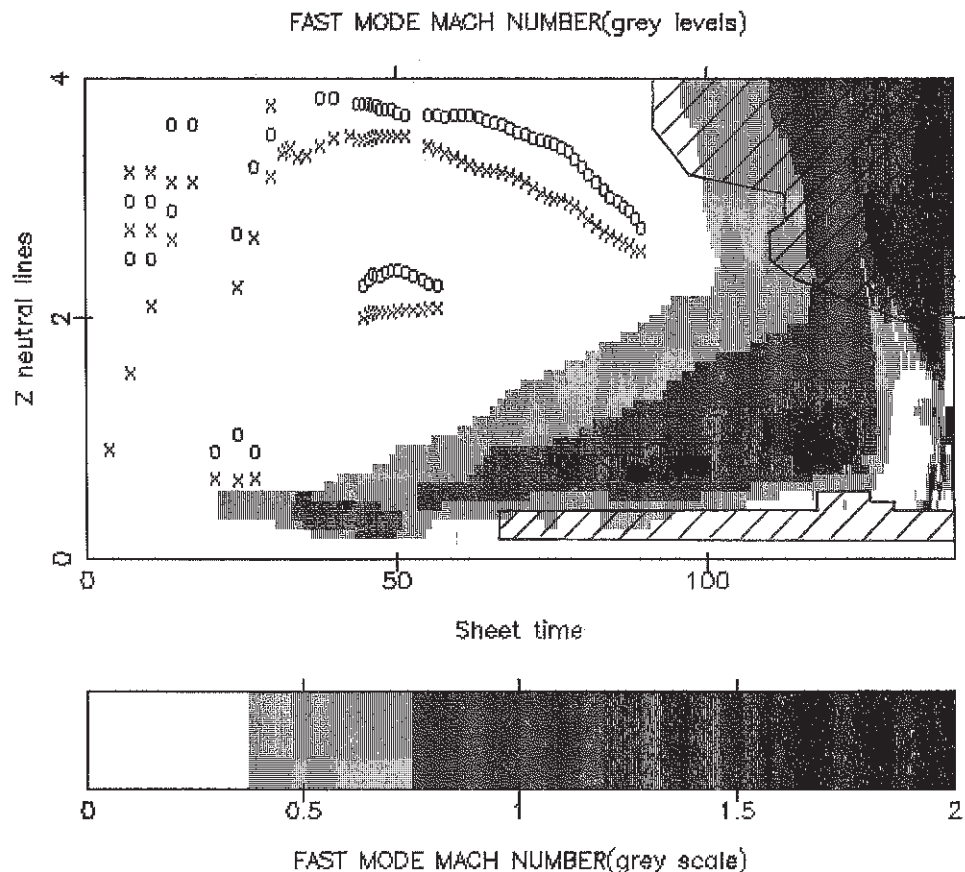
TIME=123.636 / R



l'arcade, on distingue une zone de courant inversé (en noir), placée juste en dessous du choc MHD rapide. La figure ci dessous montre l'évolution du nombre de Mach rapide M_F en fonction du temps, dans le feuillet (les zones hachurées étant celles de plus forte densité de masse) : la condensation la plus dense (au dessus de la base) se forme juste au dessous de la région supermagnéto-sonique (choc).

Les autres simulations effectuées correspondent à un équilibre initial où, inversement, le chauffage par ondes domine, ou est égal, au chauffage Joule. Le β du plasma et le nombre de Reynolds magnétique R_m y sont plus élevés ($0.2 \leq \beta \leq 1.0$; $R_m \approx 1000$). On y observe la formation d'ilots magnétiques denses (points 0) et le régime d'écoulement au voisinage des points x est devenu submagnéto-sonique, inhibant le processus de condensation par onde de choc. Néanmoins, des condensations peuvent se développer sur les bords du feuillet, et être transportées par convection (dûe à la reconnexion) vers le centre de la nappe de courant. Les résultats sont donc très dépendants du β du plasma et méritent une étude ultérieure plus approfondie.

Dans la communication 2, ce sont les propriétés radiatives des ondes de choc perpendiculaires qui sont principalement étudiées. Selon le domaine de températures, la présence d'un choc augmente le rayonnement (si $T < 3 \cdot 10^5$ K) ou le diminue ($T > 3 \cdot 10^5$ K). En présence de conduction, le modèle aux ordres de grandeur montre qu'il est possible d'avoir un écoulement amont chaud thermiquement stable, et un écoulement aval instable, dans lequel l'instabilité thermique peut se manifester. Aux basses températures ($T < 8 \cdot 10^4$ K), l'équilibre froid est toujours stable : si un choc se produit, il accroît fortement les propriétés radiatives du plasma et l'échelle de temps de refroidissement diminue. Dans le chapitre suivant, nous effectuons une analyse plus sophistiquée, en incluant l'effet des chocs MHD lents traversés par l'écoulement avant de rencontrer le choc rapide.



A NUMERICAL SIMULATION OF THE FORMATION OF SOLAR PROMINENCES

J.M. Malherbe

Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

T.G. Forbes

University of New Hampshire
Space Science Center
Durham, NH 03824, USA

E.R. Priest

University of St. Andrews
Applied Mathematics Department
St. Andrews, KY16 9SS, UK

ABSTRACT

The radiative-resistive MHD equations are numerically solved in two-dimensions for a magnetic field configuration that starts with a vertical current sheet which is line-tied at its base and is in mechanical, but not radiative, equilibrium. The aim of the present study is to determine whether this initial configuration can achieve a prominence-like equilibrium in the presence of magnetic reconnection and tearing in the current-sheet. Even though gravity is yet to be incorporated into the system of equations, the preliminary results seem to indicate that the initial current sheet results in both a Kuperus-Raadu type of prominence and a Kippenhahn-Schlüter type. The former occurs in the region above the X-line and is unstable, while the latter appears in the region below the X-line and is stable (i.e. the region of closed field line loops that develop at the base of the initial current sheet by reconnection). The effects of the radiative and non-radiative tearing modes upon the prominences are discussed.

I - INTRODUCTION

Recently, Malherbe and Priest (1983) put forward a new order of magnitude model to explain the dynamics observed in solar filaments (Schmieder et al., 1984). Malherbe et al. (1983) and Pneuman (1983) suggested mechanisms to trigger the formation and condensation of prominences under radiatively driven thermal instabilities in magnetic configurations similar to the Kuperus-Raadu (KR) reconnection model, which is thought to be the most common on the sun, especially in quiescent prominences (observations by Leroy at Pic du Midi, 1983, and see Figure 1).

But the dynamics, coupled with the nonlinear effects of radiative cooling and magnetic reconnection, needs to be explored numerically for the two most commonly proposed prominence models (namely KR and Kippenhahn-Schlüter (KS) see Figure 1) by solving the full set of 2-D compressive radiative-resistive MHD equations. In the present paper we focus our study on one aspect, namely the interaction between thermal condensation and magnetic reconnection. Thermal conduction and gravity are not included in the equations, but we do incorporate Joule and coronal heating, and radiative losses.

II - THE NUMERICAL SIMULATION AND RESULTS

We begin with a vertical current sheet (Fig. 3) which is in mechanical but not thermal equilibrium. We refer to the Kuperus and Tandberg-Hanssen mechanism (1967) for the formation of such a sheet. The artificial radiation function $Q(T)$ that we adopt is shown in figure 2a, together with the one expected for the solar case. To make the calculation feasible we have adopted this function to give time scales τ_R and $\Delta\tau$ (Fig. 2b) close to the characteristic Alfvén time scale of the sheet τ_a ($0 \leq x \leq 0.15$; $0 \leq z \leq 4$) and also to the reconnection time scale of the sheet ($\tau_r = \tau_a \sqrt{R_m}$, where R_m is the sheet magnetic Reynolds number). Table 1 exhibits the different computational cases we have carried out. It must be also pointed out that the diffusivity $\eta \propto 1/R_m$ was kept constant in the simulation.

The current sheet has a half width of 0.15 and the coronal plasma β is 0.1. Free-floating boundary conditions are adopted except at the base where adiabatic line-tied conditions are taken to model the photosphere, in a way similar to Forbes and Priest (1983). The equations are solved with a "flux corrected transport" numerical scheme (SHASTA) developed by Boris and Book (1971) and Forbes at St Andrews University. The calculations were performed with a non-uniform grid of 25×51 points on the VAX 11/780 computer of Meudon Observatory. 20 hours of CPU time were needed for each case.

	$\Delta\tau/\tau_a$	τ_R/τ_a	$\tau_r/\tau_a = \sqrt{R_m}$	$\tau_d/\tau_a = R_m$	
sun	10	10^4	10^5	10^{10}	
case 1	"	"	11	120	adiabatic
2	"	"	11	120	Joule heating
3	14	40	11	120	Joule + coronal heating, radiative cooling
4	7	20	11	120	d°
5	3.5	10	11	120	d°
6	1.75	5	11	120	d°

TABLE 1

Figure 4 (a,b,c) shows 2-D results at time = 151.2 τ_a in the case when $\tau_R = 20 \tau_a$ (case n°4) and reveals the formation of both KR and KS prominences. The obtained condensations are about 10 times denser and colder than the initial state.

Figure 5 (a, b, c, d, e, f) shows results corresponding to cases n°1 to 6. Grey levels represent mass density. The sheet central density ($x = 0$, $0 \leq z \leq 4$) is displayed as a function of time, and the X and O neutral lines locations are plotted.

The KR prominence formation is closely associated with the position of X type neutral lines. Good candidates for this mode are radiative-tearing or Joule-tearing (see figure 5d). However, in order to decide which of the two is responsible, a large separation of time-scales is needed. The formation of the large-scale magnetic island is not associated with condensation and is a manifestation of the ordinary tearing mode. Thus the KR condensation is not associated with O neutral lines (magnetic islands), as expected, but with the formation of X neutral lines. While KS condensation is stable, the KR prominence is unstable and ejected through the top of the box. Thus, gravity needs to be incorporated into the set of equations to stabilize this process and get equilibrium.

CONCLUSION

We have solved numerically the 2-D compressive-radiative-resistive MHD equations for a magnetic configuration that is initially in the form of vertical current sheet. Gravity is not included in the computation.

We obtained both Kuperus-Raadu and Kippenhahn-Schlüter prominences. The KR condensation is intimately associated with X neutral lines, while KS is not.

The KS condensation is stable and may arise from compression due to entrapment by closing field lines and a fast mode shock occurring at its top below the X reconnection point.

The KR condensation is unstable and may arise from the radiative-tearing mode of the current sheet ; it did not occur in magnetic islands (O neutral lines) as expected from ordinary tearing mode results. Thus, our results seem to give evidence of both radiative and ordinary tearing modes. In the future, we plan to attempt the following improvements :

- achieve a radiative equilibrium
- increase the spatial resolution (with the CRAY)
- incorporate gravity (important to get final equilibrium, especially to stabilize the KR prominence).

REFERENCES

- Boris, J.P., Book, D.L. : 1971, Journal of Computational physics, 11, 38
- Forbes, T.G., Priest, E.R. : 1983, Solar Physics, 84, 170
- Kippenhahn R., Schlüter, A. : 1957, Z. Astrophys., 43, 36

Kuperus, M., Raadu, M.A. : 1973, Solar Phys. 28, 77

Kuperus, M., Tandberg-Hanssen, E. : 1967, Solar Phys., 2, 39

Malherbe, J.M., Priest, E.R., Forbes, T.G., Heyvaerts, J. : 1983, Astron. Astrophys., 127, 153

Pneuman, J.W. : 1983, Solar Phys.

Schmieder B., Malherbe, J.M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E. : 1984, Astron. Astrophys., 136, 81.

Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Brechot, S. 1983, Solar Phys., 83, 135.

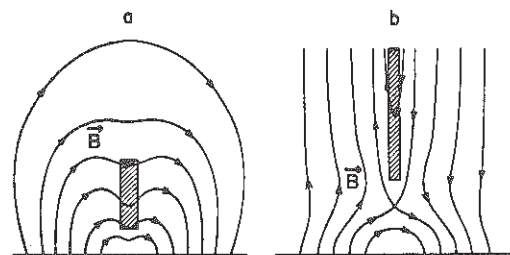


FIGURE 1

- (a) Kippenhahn-Schlüter model (1957)
(b) Kuperus-Raadu model (1973)

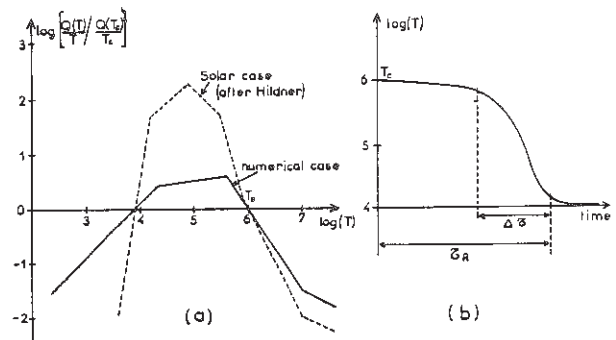


FIGURE 2

Time scale philosophy :

- (a) numerical and solar cooling functions
(b) definition of time scales τ_R and $\Delta \tau$.

FORMATION OF SOLAR PROMINENCES

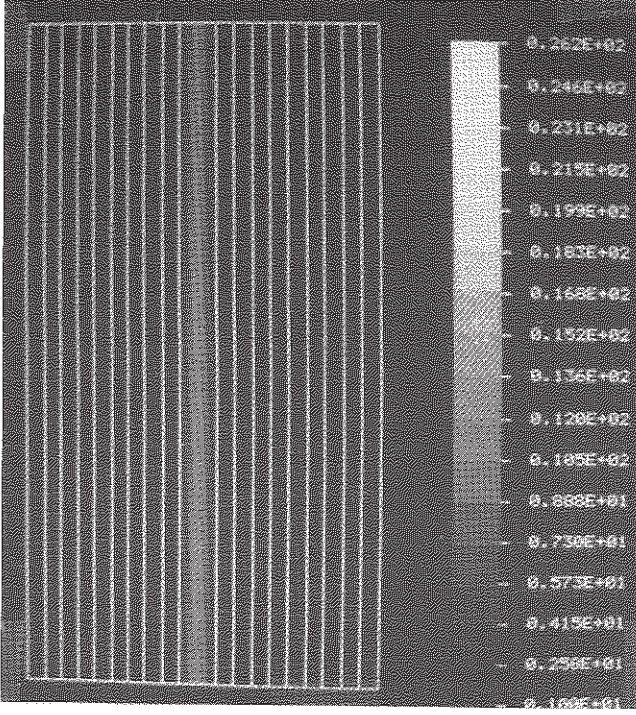


FIGURE 3 : Initial condition : White lines represent the magnetic field (here a vertical and isothermal current sheet). The mass density is displayed in grey levels. It is uniform outside the sheet (in the surrounding corona), and maximum in the centre of the sheet ($1+1/\beta$). The sheet is initially in magnetostatic but not in thermal equilibrium.

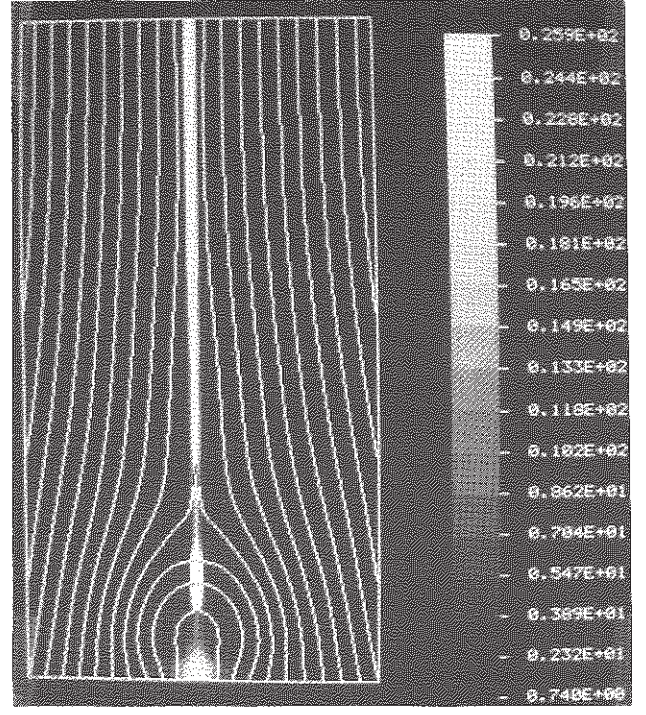


FIGURE 4a : Same as above (mass density in grey levels), but for $t=151.2 \tau_a$. A Kippenhahn-Schlüter prominence has formed at the top of the closed magnetic loops at the base of the box (they are obtained by reconnection). A Kuperus-Raadu prominence has formed around and above the X neutral line location. In this case, we used $\tau_R/\tau_a=20$.

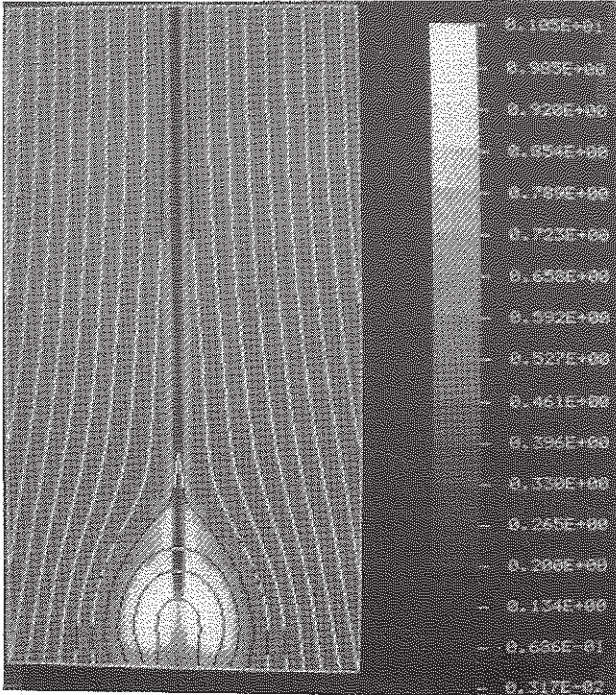


FIGURE 4b : Temperature (in decimal logarithm) in grey levels. Cold material (located in the reconnected sheet) is closely associated with dense material (prominences). The obtained ratio between final and initial density, or between initial and final temperature is greater than $10. \tau_R/\tau_a=20, t=151.2 \tau_a$.

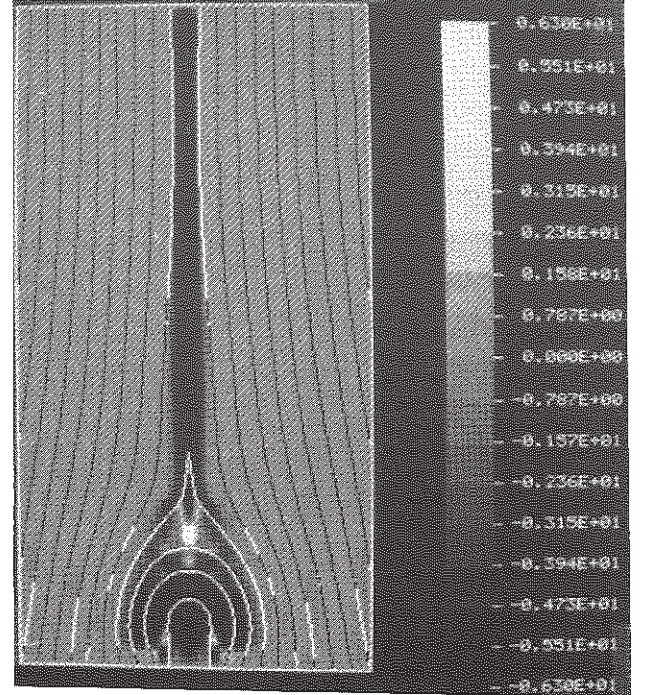


FIGURE 4c : Current density (in grey levels). A reversal of the current occurs at the top of the Kippenhahn-Schlüter prominence and is suspected to be the manifestation of a fast shock which may trigger by compression the KS prominence formation ($\tau_R/\tau_a=20, t=151.2 \tau_a$).

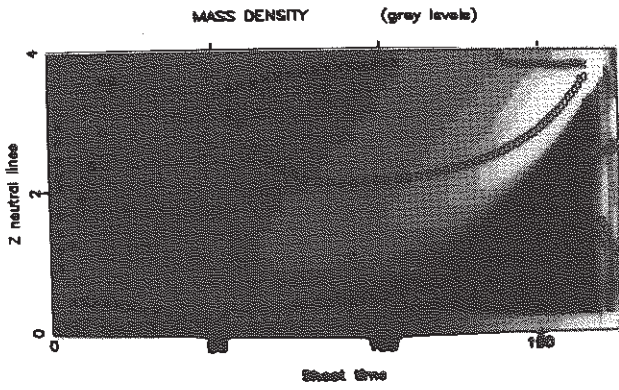


FIGURE 5a

Adiabatic case. The central mass density of the current sheet is represented in grey levels as a function of time. X and O symbols represent X and O neutral line locations as function of time.

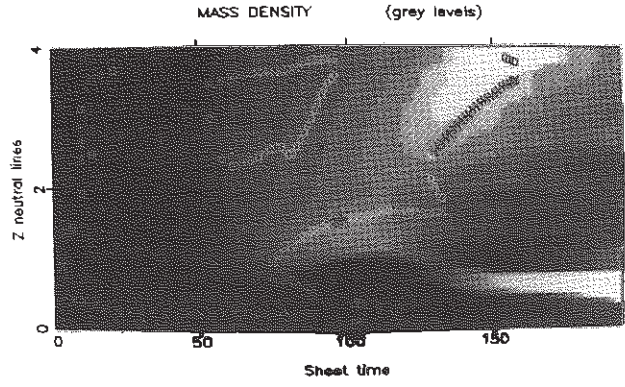


FIGURE 5d

Same as figure 3c, but with $\tau_R/\tau_a = 20$. Notice the formation of 2 prominences (KR above X neutral line, after $t=120 \tau_a$ and KS below, after $t=145 \tau_a$). KR condensation is ejected outside from the box.

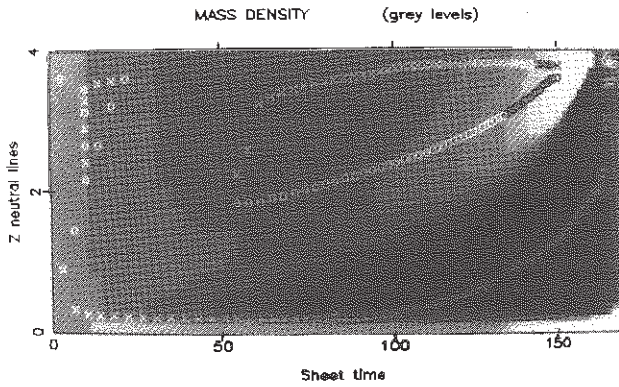


FIGURE 5b

Case with ohmic heating only ($\tau_R/\tau_a = \infty$)

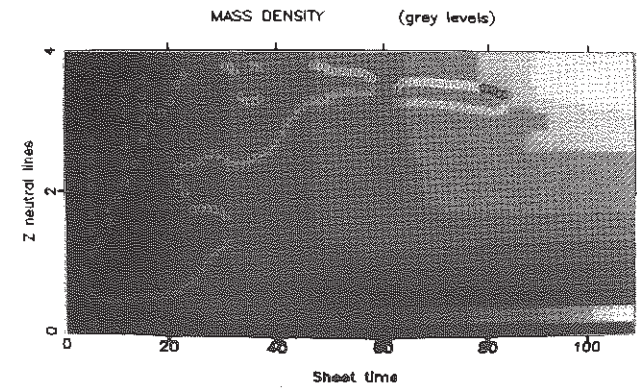


FIGURE 5e

Same as figure 3c, but with $\tau_R/\tau_a = 10$. The growth rate of the tearing mode R becomes faster and faster as the radiative cooling increases.

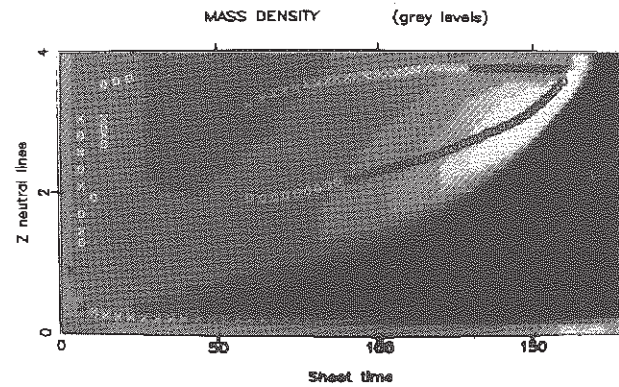


FIGURE 5c

Ohmic heating and coronal heating (proportional to the density) and radiative cooling are included in energy equation. (with $\tau_R/\tau_a = 40$).

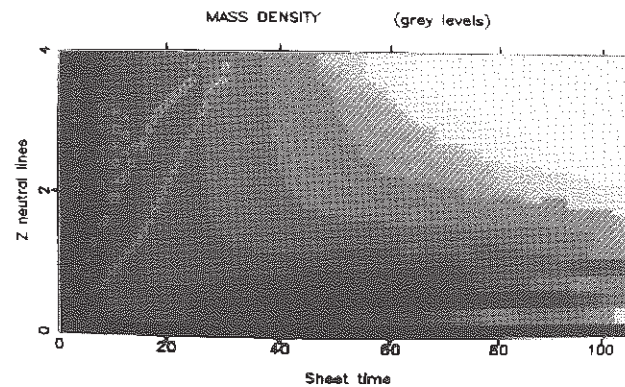


FIGURE 5f

Same as figure 3c, but with $\tau_R/\tau_a = 5$. As radiative cooling is strong, magnetic reconnection is fast, and an island forms and is immediately ejected through the top of the box. The KS prominence formation ensues in the region of closed field lines (after $t=50 \tau_a$).

CAN PROMINENCES FORM IN CURRENT SHEETS ?

J. M. Malherbe

Observatoire de Paris - Section de Meudon
92195 - Meudon Principal Cedex, France

T. G. Forbes

Space Science Center, Institute for Study of Earths, Oceans
and Space, University of New Hampshire, Durham, N.H. 03824

ABSTRACT

Two-dimensional numerical simulations of the formation of cold condensations in a vertical current sheet have been performed using the radiative, resistive MHD equations with line-tied boundary conditions at one end of the sheet. Prominence-like condensations are observed to appear above and below an X-line produced by the onset of the tearing-mode instability. Cooling in the sheet is initiated by Ohmic decay, with the densest condensations occurring in the region downstream of a fast-mode shock. This shock, which is due to the line-tied boundary conditions, terminates one of the two supermagnetosonic reconnection jets that develop when the tearing is fully developed. This paper emphasizes the condensation properties of shock waves, which may trigger or considerably enhance the conditions for thermal condensations.

I. 2D NUMERICAL SIMULATION

The initial condition is a vertical current sheet in both mechanical and thermal equilibrium, and the half-width and the height of the sheet are 0.15 and 4.0 in units normalized to the horizontal size of the box. The sheet magnetic Reynolds number is 120; and the ratios of radiative, diffusive and tearing time scales to the Alfvénic one are 20, 120, and 11, respectively. A symmetry condition is used in the center of the sheet, free-floating boundary conditions are fixed at the top and the right edges of the box, and line-tying conditions are used at the base. The initial plasma β outside the current sheet is 0.1 (Forbes and Priest 1983, Malherbe et al. 1984, Forbes and Malherbe 1986a,b).

We now present an order of magnitude model to investigate the thermal effects of hydrodynamic shock waves and explain their condensing properties in the solar corona.

II. A SHOCK CONDENSATION MECHANISM FOR PROMINENCES

Consider a hot coronal equilibrium (subscript o quantities) described by:

$$0 = h\rho_o - \rho_o^2 Q(T_o), \quad (1)$$

where the wave heating term $h\rho_o$ balances the radiative loss term

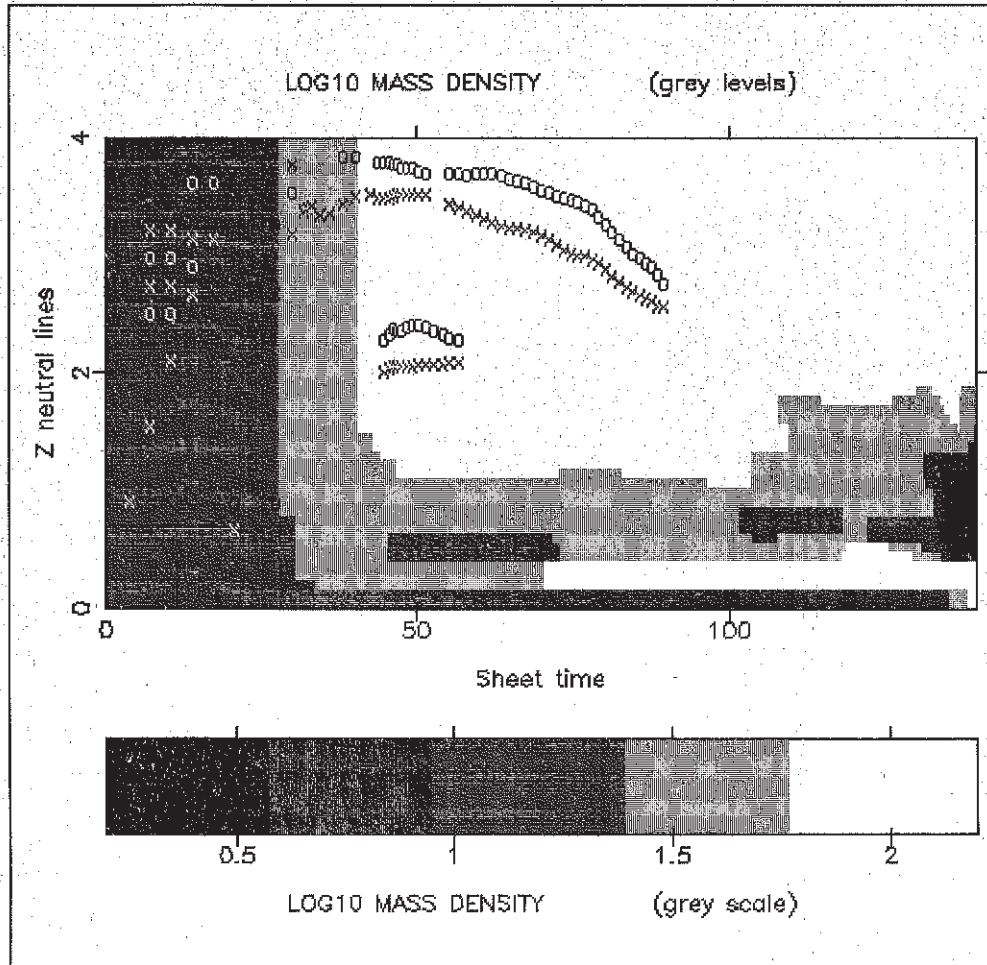


Figure 1. Time evolution of the mass density in the center of the sheet, together with locations of X and O magnetic lines. The time is in units normalized to the sheet Alfvénic time t_A . Two condensations separated by a more tenuous region appear.

$Q(T) = \chi T^\alpha$ given by Hildner (1974) as:

T(K)	χ (MKSA)	α
$T < 1.5 \times 10^4$	1.759×10^{-13}	7.4
$1.5 \times 10^4 < T < 8 \times 10^4$	4.290×10^{10}	1.8
$8 \times 10^4 < T < 3 \times 10^5$	2.860×10^{19}	0
$3 \times 10^5 < T < 8 \times 10^5$	1.409×10^{33}	-2.5
$T > 8 \times 10^5$	1.970×10^{24}	-1.0

Now perturb this equilibrium at constant gas pressure, incorporating conduction

$$\rho C_p (\partial T / \partial t) = h_p - \rho^2 Q(T) + k_0 T^{5/2} (T_c - T) / L^2, \quad (2)$$

$$\rho T = \text{constant}. \quad (3)$$

T_0 is the hot initial temperature, k_0 is a constant, and L is a typical thermal length-scale along a magnetic field line. Letting $u = (T - T_0) / T_0$, equations (1) to (3) reduce to

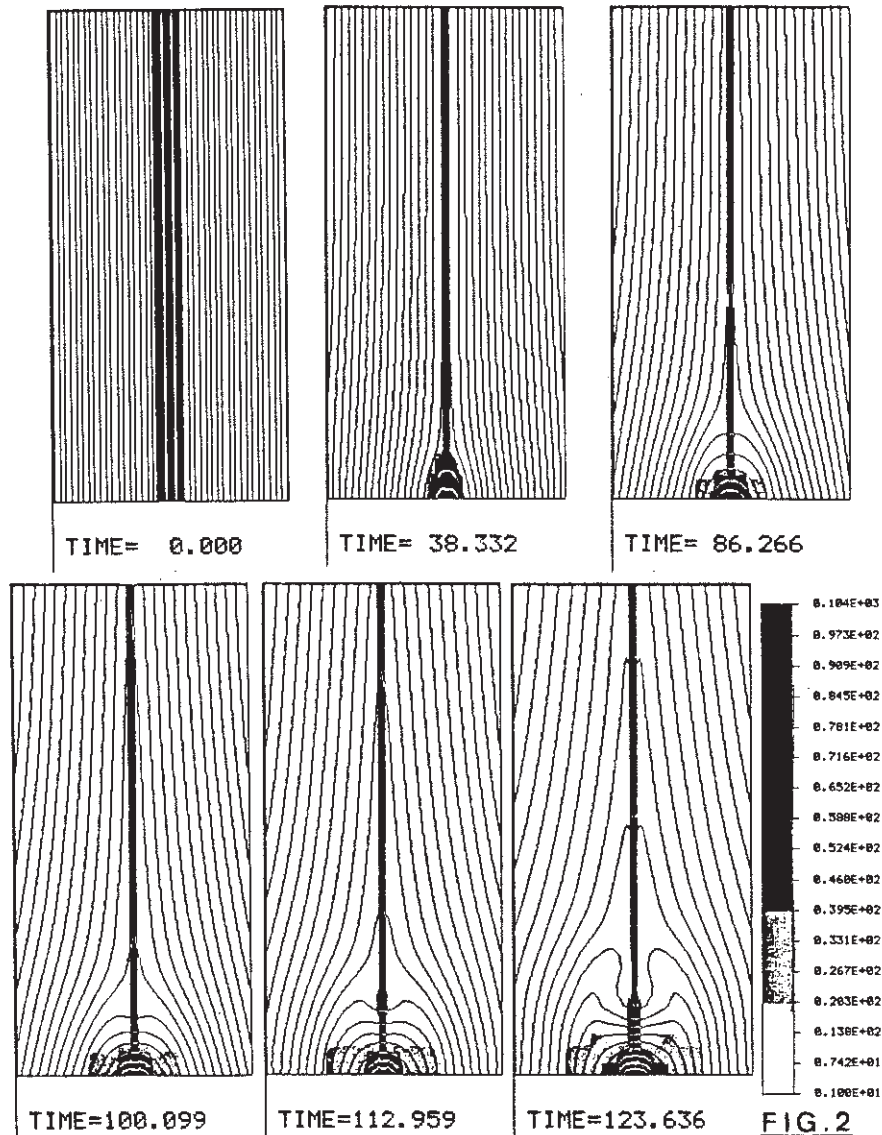


Figure 2. Magnetic field lines, together with the mass density (in grey levels) at different times. A strong condensation develops after $t = 100$ at the top of the closed reconnected region. The dip in field lines is not caused by gravity (which is not included in the code), but by the force of the supermagnetosonic jet issuing from the reconnection site above.

$$\partial u / \partial t = -u [\tau_c^{-1} - \tau_R^{-1} (1-\alpha)] = -u/\tau,$$

where $\tau_c = (\rho L^2 C_p) / (k_o T_o^{5/2})$ and $\tau_R = (T_o C_p) / [\rho_o Q(T_o)]$ are the conductive and radiative time-scales. The hot equilibrium is stable when

$$\tau^{-1} = \tau_c^{-1} - (1-\alpha) \tau_R^{-1}$$

With no conduction ($\tau_c = \infty$) this relation is always satisfied for $\alpha > 1$ or $T_o < 8 \times 10^4$ K. So a cold equilibrium is always stable and a hot one always unstable. With conduction, the equilibrium is stable when $\tau_R/\tau_c > 1-\alpha$ and this is always the case when $\alpha > 1$ (cold equilibrium). It may also be the case when $\alpha < 1$ (hot equilibrium), if the following inequality is satisfied:

$$L < L_c = [k_o T_o^{7/2}]^{1/2} [\rho_o^2 Q(T_o) (1-\alpha)]^{-1/2}.$$

If $L > L_c$, the hot equilibrium becomes unstable.

Suppose now that a fast-mode MHD shock occurs in the reconnection jet, and let us examine the quantities τ_R , τ_c , τ , and L , upstream (supersonic flow denoted by subscript u) and downstream (subsonic flow denoted by subscript d) of the shock. Because the magnetic field in the jet has almost been completely annihilated we can use the hydrodynamic jump relations. For a monatomic gas with $\gamma = 5/3$, these give

$$1 \leq \rho_d/\rho_u \leq 4.$$

Defining the compression factor across the shock as $\chi = \rho_d/\rho_u$, we have

$$V_u/V_d = \chi, \quad P_d/P_u = (4\chi-1)/(4-\chi), \quad T_u/T_d = \chi(4-\chi)/(4\chi-1).$$

From (4), we obtain

$$\begin{aligned} \tau_{Ru}/\tau_{Rd} &= \chi^{2-\alpha} [(4-\chi)/(4-1)]^{1-\alpha} \\ \tau_{cu}/\tau_{cd} &= \chi^{-7/2} [(4\chi-1)/(4-\chi)]^{5/2} \\ L_{cu}/L_{cd} &= \chi^{11/4-\alpha/2} [(4-\chi)/(4\chi-1)]^{7/4-\alpha/2}, \quad (\alpha < 1) \end{aligned}$$

At high temperatures ($T > 3 \times 10^5$ K, $\alpha < 0$) and in the absence of conduction, the shock decreases the radiative losses ($\tau_{Ru}/\tau_{Rd} < 1$). However, at lower temperatures ($T < 3 \times 10^5$ K, $\alpha \geq 0$), it increases the radiation losses, and the cooling time becomes faster.

When the temperature is high ($T > 3 \times 10^5$ K), the shock makes the triggering of a thermal instability more difficult in the presence of conduction (L_{cu}/L_{cd}). But, when $T \lesssim 2 \times 10^5$ K ($\alpha = 0.9$), it is possible to have a thermally stable upstream ($L < L_{cu}$) and an unstable downstream ($L > L_{cd}$). This is the case when $L_{cu}/L_{cd} > 1$ and when $L_{cd} < L < L_{cu}$. As one can see from Figure 3 this corresponds to a shock strength χ smaller than 2 when $\alpha = 0.9$. Hence, under certain conditions (e.g. transition zone like temperatures) the shock may trigger

a thermal condensation, when conduction is included in the set of equations. The shock always triggers a condensation in the absence of conduction if $\alpha < 1$. This result is similar to that deduced by Fisher (1986) from his numerical experiments.

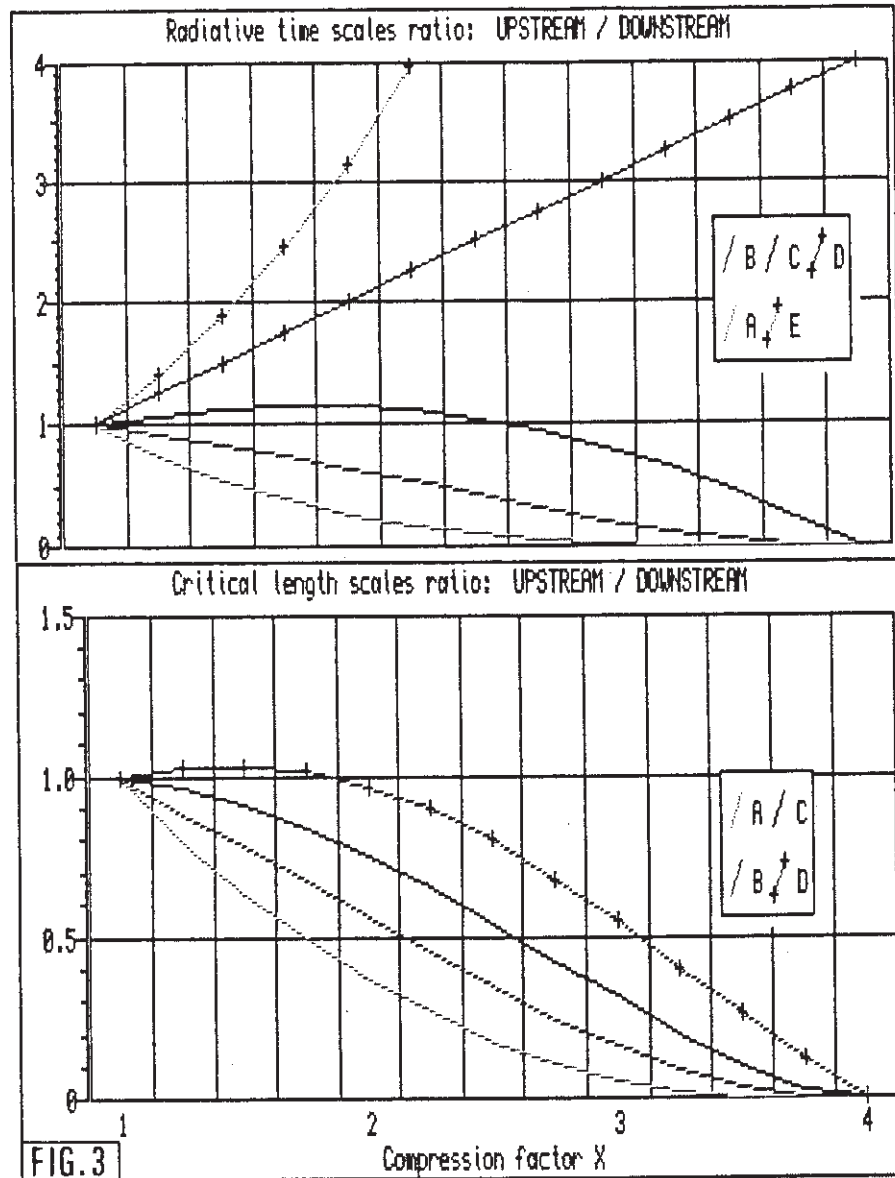


Figure 3, Top panel: The ratio τ_{Ru}/τ_{Rd} as a function of χ for different values of α (A: -2.5, B: -1.0, C: 0.0, D: 1.0, E: 1.8), corresponding to different temperature ranges. Bottom panel: The ratio L_{cu}/L_{cd} as a function of χ for different α values (A: -2.5, B: -1.0, C: 0.0, D: 0.9).

What is the effect of a shock at very low temperatures ($T < 8 \times 10^4$ K and $\alpha > 1$)? In this regime, a cold flow is always thermally stable and the ratio of cooling times τ_u/τ_d may be expressed as

$$\tau_u/\tau_d = (\tau_{Ru}/\tau_{Rd}) \left[(\tau_{Rd}/\tau_{cd}) - 1 + \alpha \right] \left[(\tau_{Ru}/\tau_{cu}) - 1 + \alpha \right]^{-1}.$$

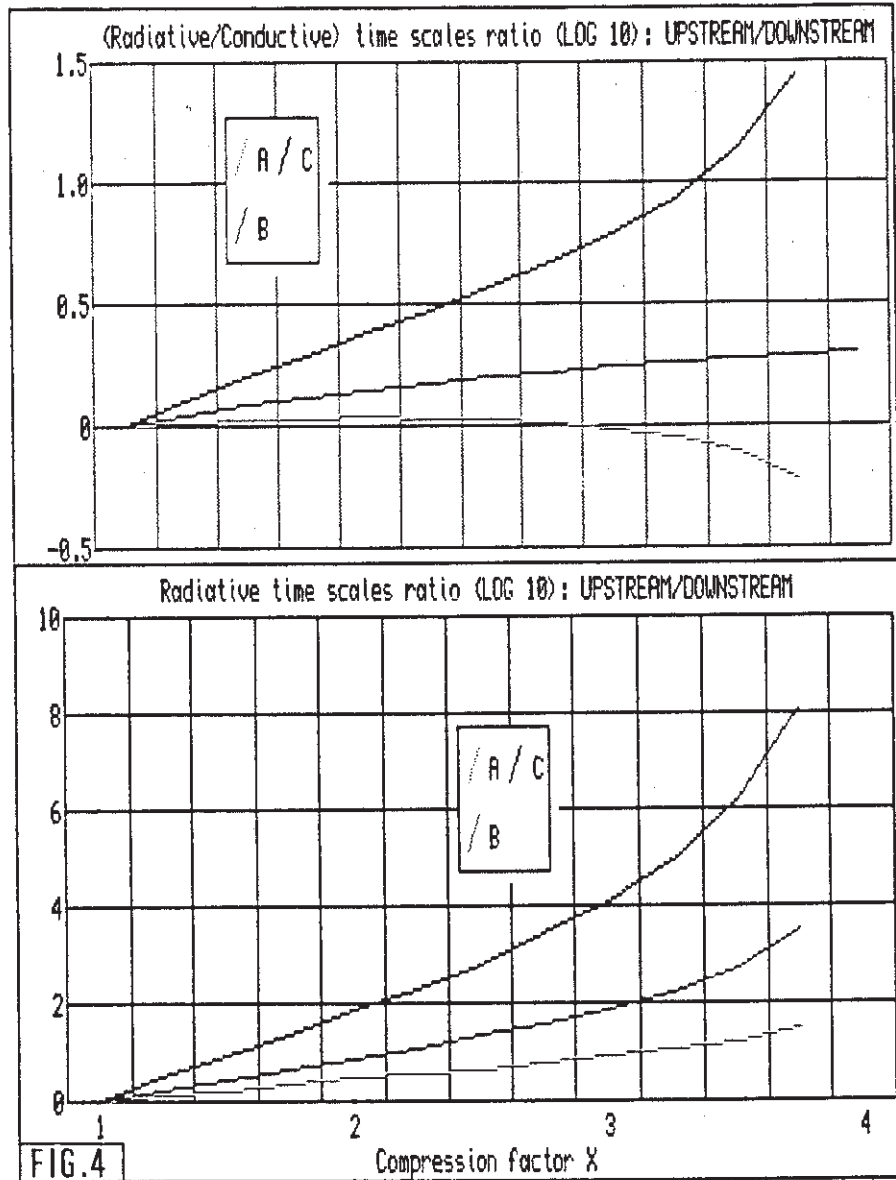


Figure 4. Top panel exhibits the quantity $\text{Log}_{10} [(\tau_{Ru}/\tau_{cu})/(\tau_{Ru}/\tau_{cd})]$ as a function of X and α (A: 1.8, B: 3.5, C: 7.4). Lower panel represents the function $\text{Log}_{10} [\tau_{Ru}/\tau_{Rd}]$ for the same α values. The variations of the latter one, and consequently $\tau_u/\tau_d \approx \tau_{Ru}/\tau_{Rd}$. This ratio is much greater than 1, and shows that the presence of a shock at chromospheric like temperatures considerably enhances the radiative losses and the cooling time.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by the Observatoire de Paris and by NASA Grant NAGW-76 and NSF Grant ATM-8507035 to the University of New Hampshire.

REFERENCES

- Fisher, G.H., 1986, in Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects, IAU Colloquium No. 89, in press.
- Forbes, T.G., Priest, E.R., 1983, Solar Phys., 84, 170.
- Forbes, T.G., Malherbe, J.M., 1986a, Ap. J. Letters, 302, L67.
- Forbes, T.G., Malherbe, J.M., 1986b, in The Lower Atmosphere of Solar Flares, ed. D.F. Neidig, (Sacramento Peak: National Solar Observatory), p 443.
- Hildner, E., 1974, Solar Phys., 35, 123.
- Malherbe, J.M., Forbes, T.G., and Priest, E.R. 1984, in the Hydromagnetics of the Sun, ESA SP-220, (Noordwijkerhout:ESA), p. 119.

II - 4 - Etude des mécanismes de condensation par ondes de choc MHD.

Nous étudions, dans cette section, le mécanisme de condensation, par onde de choc MHD rapide, découvert dans les expériences numériques précédentes. Cette fois ci, nous employons des moyens analytiques (théorie des chocs perpendiculaires et obliques) et nous nous plaçons dans un régime de paramètres solaires.

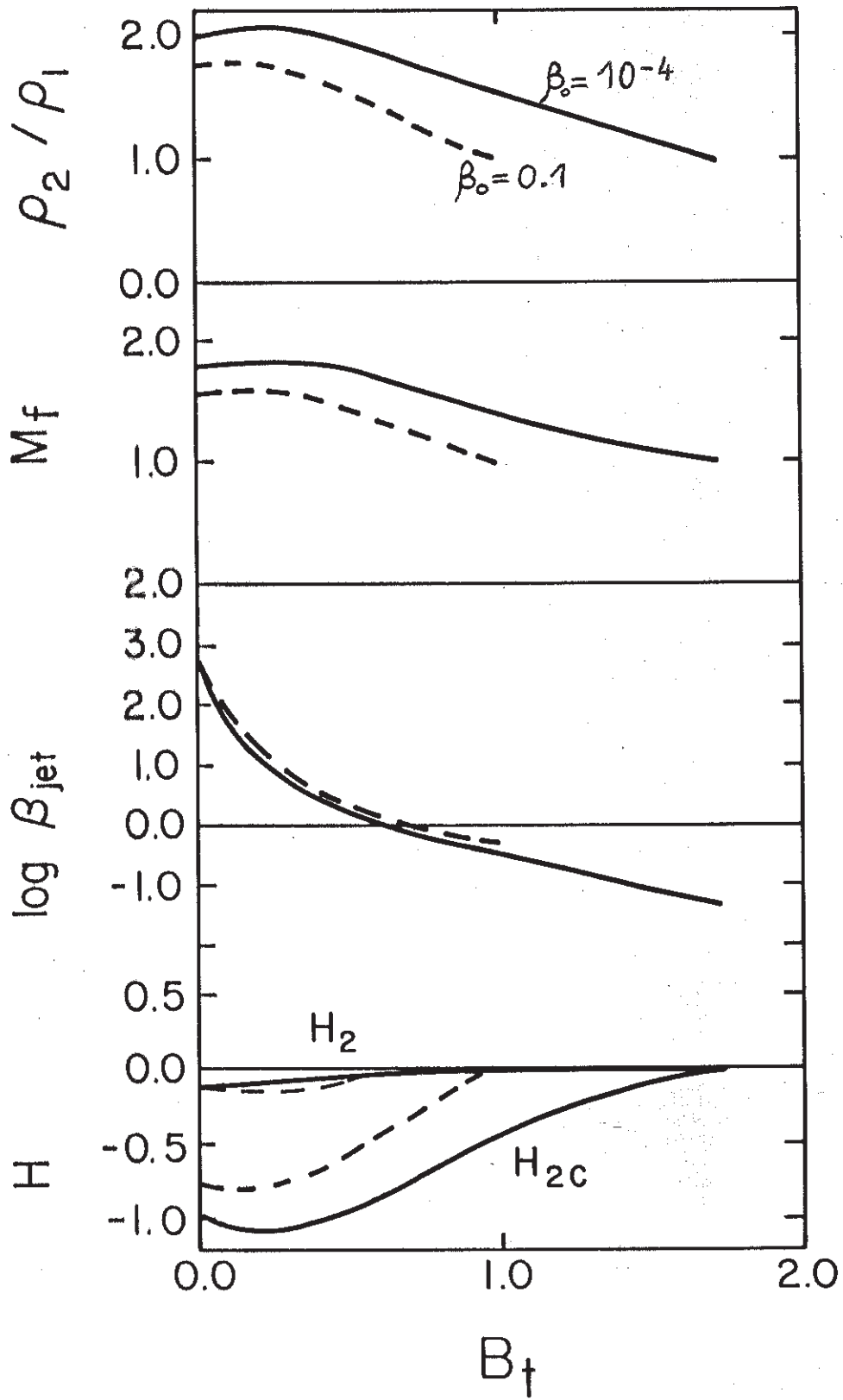
a) Dans l'article "A shock condensation mechanism for loop prominences", nous étudions la thermodynamique du plasma lors de sa traversée des chocs lents (issus de la région diffusive de Petschek), puis du choc rapide, comme les résultats numériques le suggèrent (injection, au travers des chocs lents, de matière au dessus du choc rapide ; déflexion en dessous). Les chocs lents séparent les régions 0 (type coronal) et 1 ; le choc MHD rapide sépare les régions 1 et 2 (protubérance). La région 1 est celle correspondant au jet super-magnéto-sonique de plasma issu du site diffusif. La théorie compressible de Soward permet de calculer les relations existant entre les quantités de part et d'autre du choc lent (ρ_1 / ρ_0). La théorie des chocs perpendiculaires permet ensuite de connaître (ρ_2 / ρ_1), le but étant de déterminer τ_{R0} / τ_{R2} , rapport entre les temps radiatifs linéaires des régions respectivement situées en amont du choc lent, et en aval du choc rapide. Si $\tau_{R0} / \tau_{R2} > 1$, alors le plasma subit une transformation qui augmente son rayonnement, c'est à dire son refroidissement par pertes radiatives. Les calculs tiennent compte d'une composante du champ magnétique dans la 3ème dimension (paramètre B_t représentant le rapport entre le champ transverse (3ème dimension) et le champ vertical). On montre que, lorsque $\beta_0 > 1$, la région 1 (au dessus de l'arcade de champ reconnecté, mais en dessous du point X) est sub-magnéto-sonique : il n'existe alors aucun choc MHD rapide. Lorsque $\beta_0 < 1$, le régime dans la région 1 peut être, selon les valeurs du champ dans la 3ème dimension B_t , soit super-magnéto-sonique, soit sub-magnéto-sonique, ce dernier régime étant obtenu lorsque B_t dépasse une valeur critique qui dépend de β_0 . Au dessous de cette valeur critique, un choc MHD rapide se forme ; une augmentation des pertes radiatives par un facteur supérieur à 5 peut être obtenue. Ainsi, il apparaît que la formation des protubérances par ce mécanisme est d'autant plus difficile que β_0 est grand, et que le champ transverse B_t est fort. La formation des protubérances en boucles ($B_t \ll 1$) est donc plus facile, avec ce processus, que la formation des filaments de plage ($B_t \approx 1$), et a fortiori que des protubérances quiescentes ($B_t \gg 1$). A B_t constant, la diminution de β_0 peut provoquer le changement de régime (sub-magnéto-sonique à super-magnéto-sonique). De même, à β_0 constant, la diminution du champ dans la 3ème dimension B_t peut

déclencher ce changement de régime, et donc l'apparition d'une condensation, sous l'influence de la variation des conditions aux limites par exemple (torsion de la structure et modification du "shear").

On remarquera que la quantité d'énergie dissipée par le choc rapide (faible augmentation de température) est insignifiante par rapport à celle dégagée par les chocs lents (forte augmentation de température). On peut comprendre pourquoi à l'aide de la figure ci dessous, qui représente, en fonction du rapport B_t entre le champ magnétique transverse (3ème dimension) et le champ vertical, les quantités ρ_2 / ρ_1 , M_{f1} , $\log \beta_1$, H_2 et H_{2C} . ρ_2 / ρ_1 est le rapport des densités dans le choc rapide ; M_{f1} est le nombre de Mach rapide ($M_{f1} = M_1 / \sqrt{1+2/(\gamma\beta_1)}$) en amont du choc rapide, β_1 étant le β du plasma toujours en amont de ce choc, c'est à dire le β du jet situé sous la région diffusive.

Enfin, $H_2 = 1 - (\rho_2 T_1) / (\rho_1 T_2)$ est, au facteur multiplicatif $(\chi \rho_1^2 / T_1) (\rho_2 / \rho_1)$ près, le terme source de l'équation d'énergie (chauffage par ondes - refroidissement radiatif), en aval du choc rapide ; cela suppose la réalisation de l'équilibre énergétique dans la région en amont du choc ($H_1 = 0$), permettant ainsi le calcul de la constante de chauffage h . le paramètre $H_{2C} = 1 - \rho_2 / \rho_1$ est une mesure de la compression obtenue au travers du choc rapide. Les courbes ont été tracées pour 2 valeurs de β_0 , (0.1 et 10^{-4}), le β du plasma coronal, en amont des chocs lents. Lorsque B_t est faible ($\ll 1$), le β du jet situé en dessous du site diffusif, en aval des chocs lents, et en amont du choc rapide est grand devant 1 ($\beta_1 \gg 1$), alors que $\beta_0 \ll 1$. Dans nos expériences numériques, nous avons, par exemple, trouvé $\beta_1 \approx 25$.

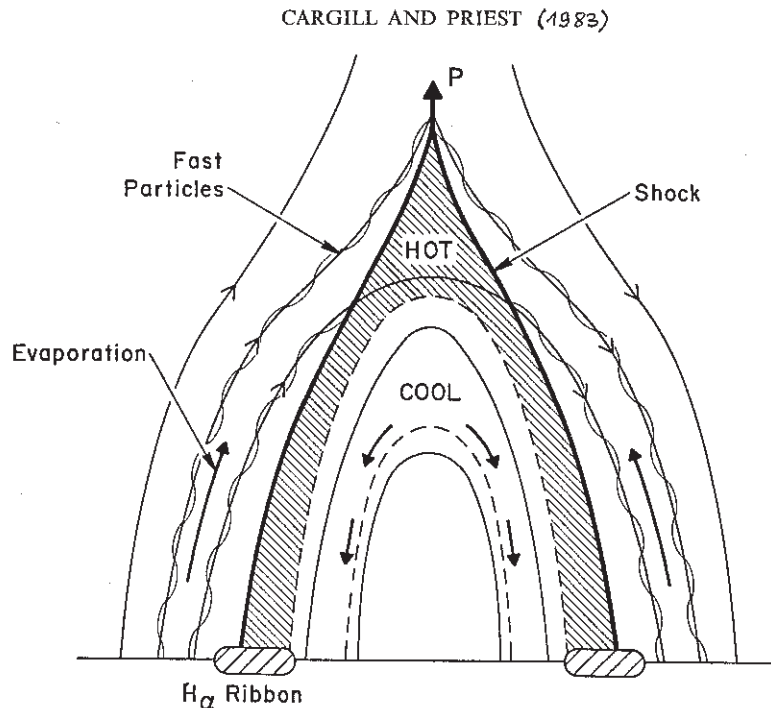
Ceci implique une forte variation de température T à la traversée des chocs lents, et une faible variation de T au travers du choc rapide (ce n'est plus vrai lorsque $B_t \geq 1$). On peut montrer en effet, dans le cadre de la théorie des chocs obliques (avec $B_t = 0$) , que $B_d / B_u < 1$ dans un choc lent, tandis que $B_d / B_u > 1$ dans un choc rapide ($d = \text{"downstream"} = \text{aval}$; $u = \text{"upstream"} = \text{amont}$). Dans un choc lent, il existe donc une importante conversion d'énergie magnétique, entraînant une forte variation du β du plasma (augmentation de P , diminution de B). Rappelons enfin que, dans un choc oblique lent, les vecteurs \vec{B} et \vec{v} sont "réfractés" vers la normale du choc (le contraire se produisant dans un choc oblique rapide, où ces quantités s'éloignent de la normale) ; il peut même exister une inversion de la vitesse tangentielle, et c'est ce qui se produit dans les chocs lents de l'écoulement de Petschek, expliquant la déflexion du plasma, qui converge vers la région diffusive puis est éjecté sous forme de jets verticaux.



b) Dans la communication "a reconnection mechanism for coronal condensations in two ribbon flares", nous reprenons l'étude précédente (mais seulement dans le cas où $B_t = 0$, c'est à dire dans une géométrie plane sans champ transverse) en y adjoignant un mécanisme d'évaporation chromosphérique. Ce travail est surtout applicable à la formation des protubérances en boucles au cours de la phase graduelle des éruptions solaires en double filet, cadre dans lequel nous nous plaçons maintenant.

A l'issue de la phase impulsive des éruptions en double filet, on observe (en $H\alpha$) la formation de rubans brillants qui s'écartent, d'abord rapidement (20-50 km/s), puis, quelques heures après, plus lentement (1 km/s). En même temps, on observe en rayons x mous des boucles très chaudes, au dessus des rubans, à la température de $10^7 - 10^8$ K, anormalement denses (10^{11} cm^{-3} , densité usuelle du plasma froid des protubérances). La masse d'un tel système de boucles a été estimée (Kleczeck, 1964) à $10^{12} - 10^{13}$ kg, c'est à dire la masse de la couronne entière ! Les pieds de ces boucles sont ancrées dans les rubans brillants en $H\alpha$; elles se refroidissent ensuite par rayonnement jusqu'à la température de 10^4 K, où elles apparaissent en $H\alpha$, avec des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} ; au cours du refroidissement, le plasma s'effondre sous la gravité et des vitesses de l'ordre de 50 km/s ont été rapportées. Cette énorme masse ne pouvant être d'origine coronale, Kopp et Pneuman (1976) ont proposé un modèle dans lequel les lignes de champ magnétique se reconnectent, selon un mécanisme de Petschek. Cargill et Priest (1982, 1983) ont montré qu'une température de $10^7 - 10^8$ K peut être atteinte à l'intérieur des deux paires de chocs lents issus du site diffusif. La chromosphère, au pied des boucles, est alors chauffée par conduction (très forte à $10^7 - 10^8$ K car le coefficient de conduction varie comme $T^{5/2}$) et éventuellement par collision avec des particules accélérées par les chocs lents, et s'évapore (figure ci dessous). Le chapitre II-5, en donnant une évidence observationnelle d'une évaporation chromosphérique continue durant la phase graduelle, confirme ce scénario. L'énorme quantité de matière évaporée et contenue dans les boucles chauffées par la reconnexion et les chocs lents a donc une origine chromosphérique. La matière retourne d'ailleurs à la chromosphère par gravité, lors du refroidissement radiatif de ces boucles chaudes. Le plasma qui s'évapore de la chromosphère (région 2) traverse les chocs lents et forme un jet supermagnétosonique (région 3), qui va percuter les arcades de champ reconnecté ; il traverse alors le choc rapide, qui augmente les propriétés radiatives du plasma, tout en l'isolant des apports de chaleur par conduction depuis les chocs lents (on a vu que le chauffage dû au choc rapide est négligeable devant celui dû aux chocs lents). L'instabilité thermique peut donc se produire (région 4), et la matière se refroidit et retombe, par gravité, vers la chromosphère. C'est la

thermodynamique de cette circulation de matière, fort complexe, qui est modélisée, aux ordres de grandeur, dans la communication suivante.



Le plasma est divisé en 5 régions différentes :

- région 1 : plasma chaud non perturbé.
- région 2 : évaporation chromosphérique.
- région 3 : jet supermagnéto-sonique.
- région 4 : condensation par instabilité thermique.
- région 5 : boucles froides statiques.

et l'on progresse de la région 4 vers la région 1.

La solution obtenue dépend de β_1 , le β du plasma non perturbé (β coronal), c'est à dire du champ magnétique ambiant B_{CO} . L'évaporation est obtenue en égalisant les pertes radiatives et les apports de chaleur par conduction depuis la région diffusive. Les quantités en amont et en aval du choc rapide se déduisent des relations valables pour les chocs MHD perpendiculaires ; celles en amont et en aval des chocs lents se déduisent de la théorie de Soward et Priest. On notera que la structure du choc lent subit qualitativement une modification importante en présence d'une forte conduction : la transition usuelle est remplacée par 2

transitions : la première se produit sur l'échelle de longueur conductive (dimension caractéristique de la région 2), avec un gradient modéré de température ; la seconde se produit sur l'échelle de longueur visqueuse, (très petite) et est isotherme (on appelle cette transition choc lent isotherme, ou "isothermal sub-shock"). On montre que la variation de température au travers du choc rapide ($T_3 = T_4$) est négligeable en comparaison de celle obtenue au travers du choc lent ($T_3 = T_2 = T_1 (1 + 0.4 / \beta_1)$, où $\beta_1 \ll 1$). Le chauffage du plasma à haute température est donc obtenu par la dissipation d'énergie (magnétique) dans les chocs lents (voir aussi l'article précédent), comme l'ont montré Cargill et Priest (1982, 1983). β_1 étant relié directement au champ coronal B_{CO} (puisque'il n'y a pas de champ transverse), il existe une valeur critique de β_1 (donc de B_{CO}) au dessus (respectivement au dessous) de laquelle le régime des jets est submagnéto-sonique, et au dessous (respectivement au dessus) de laquelle il est supermagnéto-sonique. L'apparition d'une condensation, donc des "post flare loops" n'est possible qu'en régime supermagnéto-sonique ($\beta_1 < 1$, soit $B_{CO} > 3G$), le refroidissement radiatif du plasma pouvant être accru d'un facteur 5 à la traversée des deux chocs lents et rapides ($\tau_{R2} / \tau_{R4} = \rho_4 / \rho_2 > 5$).

La densité et la température, dans la région d'évaporation, peuvent être calculées en fonction du champ coronal B_{CO} , ou du β du plasma (β_1). On trouve des valeurs supérieures à 10^{11} cm^{-3} et $10^7 K$, c'est à dire 10 à 100 fois les quantités de la couronne usuelle ; ainsi, seul un mécanisme d'évaporation chromosphérique continue engendré par un front de conduction issu de la région diffusive, où se produit une reconnexion quasi-stationnaire du champ magnétique, à haute température, peut expliquer l'énorme quantité de matière présente dans les boucles post éruptives.

Par la suite, nous avons l'intention d'incorporer à ce modèle l'effet d'un champ transverse B_t , comme nous l'avons fait dans l'article précédent. On a vu en effet, que B_t a une influence considérable sur les régimes possibles de reconnexion ; et c'est un paramètre essentiel dans les régions actives solaires.

REFERENCES

- Cargill, P., Priest, E. : 1982, Solar Phys., 76, 357.
Cargill, P., Priest, E. : 1983, Astrophys. J., 266, 383.
Kleczeck, J. : 1964, in W. Hess (Editor), AAS - NASA symposium on Solar Flares, NASA publication, Washington, page 77.
Kopp, R., Pneuman, G. : 1976, Solar Phys., 50, 85.

A SHOCK CONDENSATION MECHANISM FOR LOOP PROMINENCES

T. G. FORBES

Space Science Center, University of New Hampshire

AND

J. M. MALHERBE

Observatoire de Paris-Meudon, France

Received 1985 October 21; accepted 1985 December 27

ABSTRACT

Self-consistent, numerical solutions of the resistive MHD equations in two dimensions show that a quasi-stationary, fast-mode shock is a characteristic feature of the reconnection dynamics of the Kopp-Pneuman model of two-ribbon flares. A preliminary analysis of the effects of radiative cooling and thermal conduction suggests that the fast shock can help trigger a thermal condensation (i.e., a loop prominence) if the reconnecting magnetic fields are sufficiently strong.

Subject headings: magnetic fields — shock waves — Sun: flares — Sun: prominences

I. INTRODUCTION

It is now generally accepted that loop prominences are cool ($T \approx 10^4$ K) flare loops formed by thermal condensation of hot ($T \approx 10^7$ K) flare loops during the gradual phase of two-ribbon flares (Bruzek 1964; Antiochos 1980). One of the most conspicuous aspects of both loop prominences and hot flare loops is that they appear to grow with time, slowly rising to heights of $\approx 10^5$ km over the 10–20 hr duration of the flare's gradual phase. Yet there is a puzzling aspect to this upward motion, because examination of individual loops within the prominence shows these loops to be virtually stationary with time. The apparent upward motion of the prominence as a whole is due to the continual fading of loops at low altitudes and the progressive activation of new loops at higher altitudes (Bruzek 1964).

To account for the upward motion of an activation site, Kopp and Pneuman (1976) proposed that during the gradual phase open coronal magnetic field lines continually reconnect to form closed magnetic field lines. In their model the activation site is the *X*-line where reconnection of the field and energization of the plasma occurs. As reconnection proceeds, the *X*-line continually reforms at higher altitudes, and the region of closed loops continues to grow.

Although the original Kopp-Pneuman model successfully accounted for the upward motion of the activation site, it did not explain the large downward mass flow observed in the legs of the cool loops. During the lifetime of the flare-loop system as much as 10^{16} g of material is observed to flow down these loops and into the chromosphere (Kleczek 1958). Since this exceeds the mass in the corona, and since the corona shows few signs of mass loss, an upward mass flow from the chromosphere to the corona has been inferred (Jefferies and Orrall 1965).

Goldsmith (1971) proposed that the mass for the loop prominence system is supplied by chromospheric evaporation, and there is some evidence that evaporation does indeed

occur, at least during the very early part of the gradual phase (Antonucci, Gabriel, and Dennis 1984). Also one-dimensional calculations by Antiochos (1980) and Cheng *et al.* (1983) imply that evaporation could lead to the formation of loop prominences if sufficient material is evaporated.

Cargill and Priest (1983) modified the Kopp-Pneuman model by including slow shocks and showed that these could easily produce the temperature observed in the hot loops. However, numerical calculations by Forbes and Priest (1983) found the self-consistent shock structure to be more complex than the simple Petschek-like configuration envisioned by Cargill and Priest. The principal new feature was the occurrence of a quasi-stationary fast-mode shock in the downward directed reconnection jet (cf. Fig. 1).

In this *Letter* we argue that the fast shock can initiate or augment condensation in loop prominences. This process is analogous in some respects to the one associated with the propagation of supernova shock waves through the interstellar medium (Cox 1972; Chevalier and Theys 1975).

II. ANALYSIS

The governing energy equation is

$$\rho D(C_p T)/Dt - Dp/Dt = -\rho^2 Q(T) + \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla T) + h_w + j^2/\sigma, \quad (1)$$

where D/Dt is the convective derivative, C_p is the specific heat at constant pressure, T is the temperature, ρ is the density, \mathbf{K} is the thermal conductivity tensor, j is the current density, and σ is the electrical conductivity. The term h_w represents a coronal heating source such as Alfvén wave heating, and we assume it is negligible compared to heating by the reconnection shocks. The radiative cooling function, $Q(T)$, is approximated by

$$Q(T) = 1.97 \times 10^{24} T^{-1} \text{ (MKS),}$$

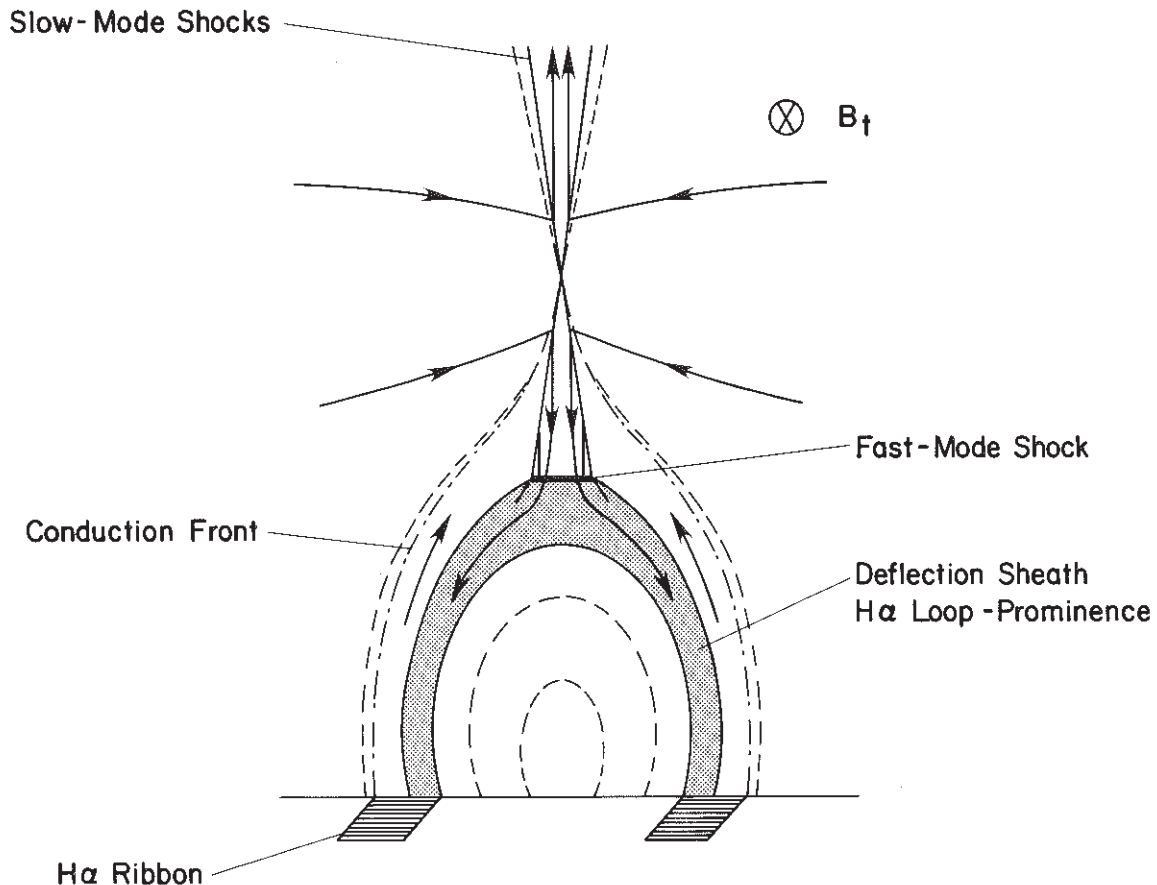


FIG. 1.—Schematic showing the MHD shocks generated by reconnection in a line-tied configuration. Dashed lines denote magnetic field lines, and dashed-dot lines, the conduction fronts generated by field annihilation at the slow-mode shocks. B_t is the transverse component of the magnetic field, out of the plane of the figure.

for $T > 8 \times 10^5$ K (Hildner 1974). The variables in the region upstream and downstream of the slow shocks are subscripted 0 and 1, respectively, and the variables in the region downstream of the fast-shock are subscripted 2 (cf. Fig. 1).

It is not the aim of this *Letter* to consider quantitatively the entire problem of evaporation and condensation in the Kopp-Pneuman model. Instead we consider only the much simpler question of whether the fast shock delays or accelerates condensation. The fast shock affects condensation in two ways. First, it condenses the plasma, and second, it limits the length of the Petschek-type slow shocks (see Fig. 1). As a result compression by both the slow and fast shocks is limited to a small region at the top of the loop system. By contrast, the heat released by the shocks is not limited to a small region. Because of the strong thermal conduction along the field, the temperatures generated by the shocks are distributed along the entire length of the field lines threading them (Germain 1960).

As soon as a flux loop is below the fast shock, the plasma in that loop will begin to cool, since it is no longer heated by conduction from the slow shocks. The linear radiative scale time for this process is

$$t_r = (\chi_0 \rho)^{-1} C_p T^2. \quad (2)$$

A convenient parameter for characterizing the effect of the fast shock on condensation is the ratio of radiative cooling rate in the segment of the loop immediately downstream of the fast shock to the rate in the rest of the loop, i.e.,

$$t_r^*/t_r = (\rho_2/\rho_0)(T_0/T_2)^2,$$

where ρ_2 and T_2 refer to the shock compressed region, and ρ_0 and T_0 to the uncompressed region.

As mentioned previously, $T_0 = T_1$, because the slow shocks are isothermal in the presence of strong thermal conductivity. Thermal conduction also affects the temperature downstream of the fast shock, but not in the same way. As shown in Figure 2, the temperature immediately downstream of the fast shock is no more than 1.7 times the upstream temperature. Thus, compared to the slow shock, the fast shock releases an insignificant amount of heat. Furthermore, since the lateral extension of the fast shock is small (10^2 km) compared to the loop length (10^5 km), conduction will rapidly reduce the temperature behind the fast shock to the same values as in the rest of the loop. Therefore, we assume $T_2 = T_1 = T_0$ for the downstream region and write

$$t_r^*/t_r = \rho_2/\rho_0. \quad (3)$$

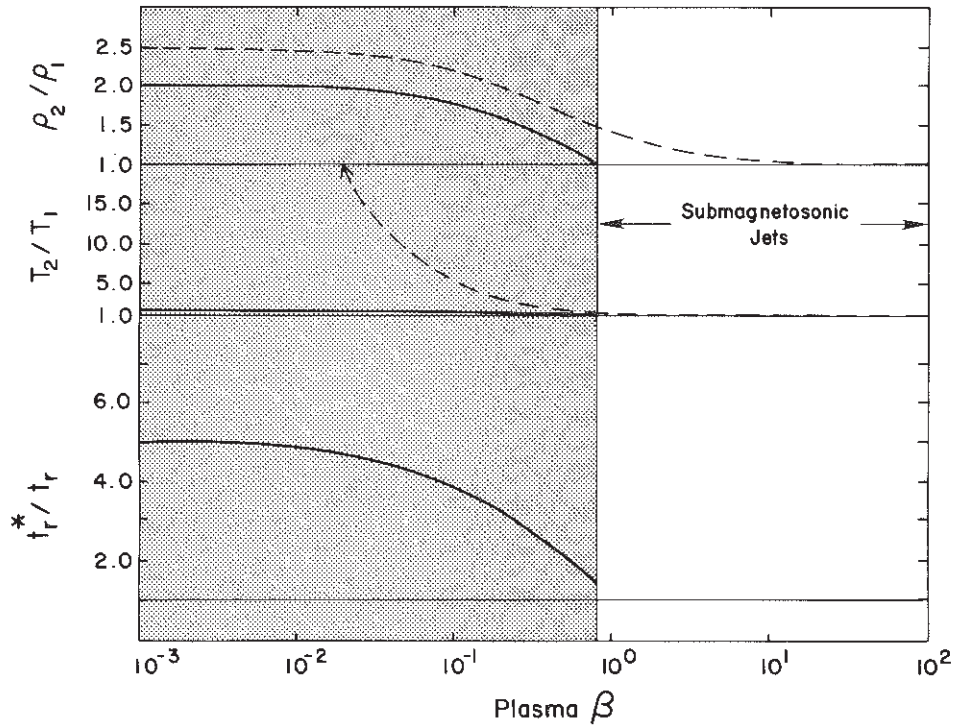


FIG. 2.—Density and temperature jumps across the reconnection shocks as function of β when B_t is zero. The quantity t_r^*/t_r is the cooling rate enhancement factor due to shock compression. The shaded region indicates the regime where the reconnection jets are supermagnetosonic with respect to the fast-mode wave speed.

Unlike temperature, density does not change very much downstream of the shock. Our previous numerical experiments show that, although the high-pressure region behind the shock tends to make the plasma expand, the contraction of the field line inhibits the expansion.

To determine ρ_2 we use the compressible Petschek theory of Soward (1982), and we use the fact that in the frame of the photosphere the fast shock moves slowly with respect to the Alfvén wave speed (Forbes 1986). For a ratio of specific heats equal to $5/3$, Soward's analysis predicts

$$\rho_1/\rho_0 = \alpha^{-1}, \quad (4)$$

$$T_1/T_0 = \alpha(\beta_0 + 1 - q^2)/(\beta_0 \cos^2 \Omega) \quad (5)$$

where

$$q = \left\{ 1 - \alpha \pm \left[(1 - 4\alpha)^2 - 15\alpha(1 - \alpha)\beta_0 \right]^{1/2} \right\} / (3\alpha), \quad (6)$$

$$B_t = \tan \Omega, \quad (7)$$

$$\sin \Omega = (1 + \alpha\delta)q/(1 + \delta), \quad (8)$$

$$\delta^2 = (1 - q)/(1 - \alpha q). \quad (9)$$

Here β_0 is the ratio of gas to magnetic pressures in the region upstream of the slow shock, and B_t is a transverse magnetic

field component perpendicular to the plane of the annihilating fields (cf. Fig. 1). The value of $B_t = 0$ corresponds to the reconnection of antiparallel, coplanar fields ($\Omega = 0$), while $B_t = 1$ corresponds to the reconnection of fields at right angles with respect to each other ($\Omega = \pi/4$). The increase in density and temperature across the slow shock is a function only of β_0 and B_t in the upstream coronal region. (Note that when $B_t \neq 0$, there are also rotational discontinuities immediately upstream of the slow shocks, in which case ρ_0 and T_0 refer to the region upstream of these discontinuities.)

To obtain the density and temperature jump across the fast shock we use the fast-mode Mach number, M_{f1} , and the plasma β_1 parameter downstream of the slow shock,

$$M_{f1}^2 = (6/\alpha) \cos^2 \Omega [5(1 + \beta_0) + q^2 + 6M_{a0}^2 \cos^2 \Omega]^{-1}, \quad (10)$$

$$\beta_1 = (\beta_0 + 1 - q^2)/(M_{a0}^2 \cos^2 \Omega + q^2), \quad (11)$$

where

$$M_{a0} \lesssim (5\pi/14) [\ln(R_m^2 M_{a0})]^{-1}, \quad (12)$$

is the Alfvén Mach number of the plasma flowing toward the X-line, and R_m is the global magnetic Reynolds number based on the Alfvén speed (Lundquist number).

Along the axis of symmetry, the normal of the fast-mode shock is perpendicular to the magnetic field, and the jump

FORBES AND MALHERBE

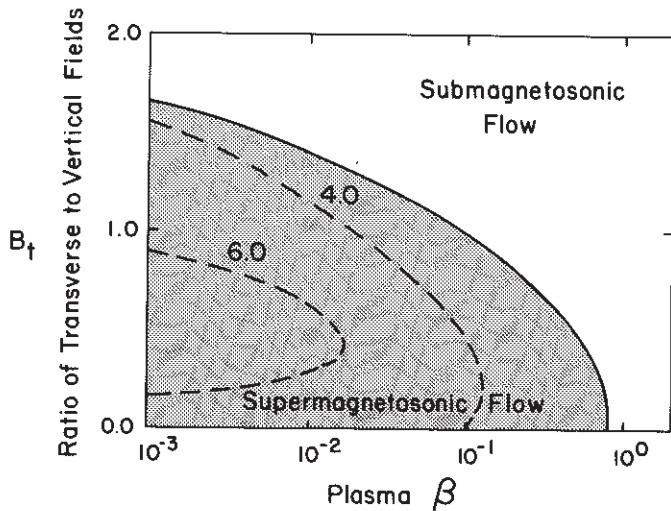


FIG. 3.—Supermagnetosonic and submagnetosonic flow regimes in the B_t, β plane. Dashed lines are contours of t_r^*/t_r .

relations for a 90° hydromagnetic shock suffice:

$$\rho_2/\rho_1 = \left\{ \left[F^2 + 48M_{f1}^2(5/\beta_1 + 6) \right]^{1/2} - F \right\} / 6, \quad (13)$$

$$T_2/T_1 = [4G - 1 + \beta^{-1}(G - 1)^3] / [(4 - G)G], \quad (14)$$

where

$$F = 15(1 + \beta_1) + (5\beta_1 + 6)M_{f1}^2,$$

and

$$G = \rho_2/\rho_1.$$

These relations together with the corresponding ones for the slow shocks are plotted in Figure 2. The cooling ratio t_r^*/t_r is also indicated. It is apparent that for small β_0 , the linear radiative cooling rate is 5 times faster in the compressed region than in the uncompressed region. Figure 3 plots contours of t_r^*/t_r in the B_t, β_0 plane.

III. CONCLUSION

Two-dimensional, numerical experiments relevant to the two-ribbon flare model of Kopp and Pneuman (1976) imply that, in addition to the slow-mode MHD shocks generated by reconnection, there also exists a nearly stationary fast-mode shock. This fast shock occurs in one of the two supermagnetosonic jets that are produced by reconnection in a strong magnetic field. In the Kopp-Pneuman model one of the reconnection jets is directed upward, away from the photosphere, while the other one is directed downward, toward the photosphere, and it is in this downward jet that the fast shock occurs.

Analysis of the effects of radiative cooling and thermal conduction suggest that the fast shock enhances thermal condensation in a manner somewhat similar to the one associated with the propagation of supernova shock waves in the interstellar medium (Cox 1972). Overall the mechanism suggests a positive correlation between the occurrence of loop prominences, and the strength of the coronal magnetic field. It also implies that the loop prominences will be less likely to occur when there is a strong transverse component of magnetic field in the corona.

This research was supported by the NASA Solar-Terrestrial Theory Program (NASA grant NAGW-76 to the University of New Hampshire) and by the Observatoire de Paris (Meudon).

REFERENCES

- Antiochos, S. K. 1980, *Ap. J.*, **236**, 270.
 Antonucci, E., Gabriel, A. H., and Dennis, B. R. 1984, *Ap. J.*, **287**, 917.
 Bruzek, A. 1964, *Ap. J.*, **140**, 746.
 Cargill, P. J., and Priest, E. R. 1983, *Ap. J.*, **266**, 383.
 Cheng, C.-C., Oran, E. S., Doschek, G. A., Boris, J. P. and Mariska, J. T. 1983, *Ap. J.*, **265**, 1090.
 Chevalier, R. A., and Theys, J. C. 1975, *Ap. J.*, **195**, 53.
 Cox, D. P. 1972, *Ap. J.*, **178**, 143.
 Forbes, T. G. 1986, *Ap. J.*, in press.
 Forbes, T. G., and Priest, E. R. 1983, *Solar Phys.*, **84**, 169.
 Germain, P. 1960, *Rev. Mod. Phys.*, **32**, 951.
 Goldsmith, D. W. 1971, *Solar Phys.*, **19**, 86.
 Hildner, E. 1974, *Solar Phys.*, **35**, 123.
 Jefferies, J. T., and Orrall, F. Q. 1965, *Ap. J.*, **141**, 579.
 Kleczek, J. 1958, *Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia*, **9**, 115.
 Kopp, R. A., and Pneuman, G. W. 1976, *Solar Phys.*, **50**, 85.
 Soward, A. M. 1982, *J. Plasma Phys.*, **28**, 415.

T. G. FORBES: Space Science Center, DeMeritt Hall, University of New Hampshire, Durham, NH 03824

J. M. MALHERBE: Observatoire de Paris-Section de Meudon, F-92195 Meudon CEDEX, France

A RECONNECTION MECHANISM FOR CORONAL CONDENSATIONS
IN TWO-RIBBON FLARES

T.G. Forbes

Space Science Center, University of New Hampshire

J.M. Malherbe

Observatoire de Paris-Meudon, France

ABSTRACT

During the last few years we have used a series of self-consistent two-dimensional, MHD calculations to explore the reconnection dynamics implied by the two-ribbon flare model of Kopp and Pneuman (1976). The calculations show, that in addition to the standard slow-mode MHD shocks generated by reconnection, there also exists a standing fast-mode MHD shock. Because of thermal conduction, the slow shocks generate an evaporative upflow of chromospheric plasma into the reconnection region. Analysis of the effects of radiative and conductive cooling suggests that at least some of this evaporated plasma will undergo thermal condensation when it passes through the fast shock.

I. INTRODUCTION

One of the most conspicuous aspects of flare loops is that they appear to grow with time, slowly rising to heights of $\sim 10^5$ km over the 10-20 hour duration of the flare's gradual phase. Yet there is a puzzling aspect to this upward motion, because examination of individual loops within the prominence shows these loops to be virtually stationary with time. The apparent upward motion of the prominence as a whole is due to the continual fading of loops at low altitudes and the progressive activation of new loops at higher altitudes (Bruzek, 1964).

To account for the upward motion of an activation site as well as continued energization of the hot flare loops during the gradual phase, Kopp and Pneuman (1976) proposed that open coronal magnetic field lines continually reconnect to form closed magnetic field lines. In their model the activation site is the X-line where the reconnection of the field and energization of the plasma occurs. As reconnection proceeds the X-line continually reforms at higher altitudes, and the region of closed loops continues to grow (cf. Figure 1).

In two-ribbon flares the plasma loops have temperatures ranging from 10^4 K to 10^7 K with the cooler loops enclosed by the hotter ones. The reconnection process naturally explains the existence of the hot

loops throughout the gradual phase, but it cannot alone explain the existence of the cool loops. To account for the cool loops it is necessary to invoke a thermal condensation process (Goldsmith, 1971). The dynamics of this process has been extensively studied by Hirayama and Endler (1975), Antiochos (1980), and Cheng et al. (1983) in

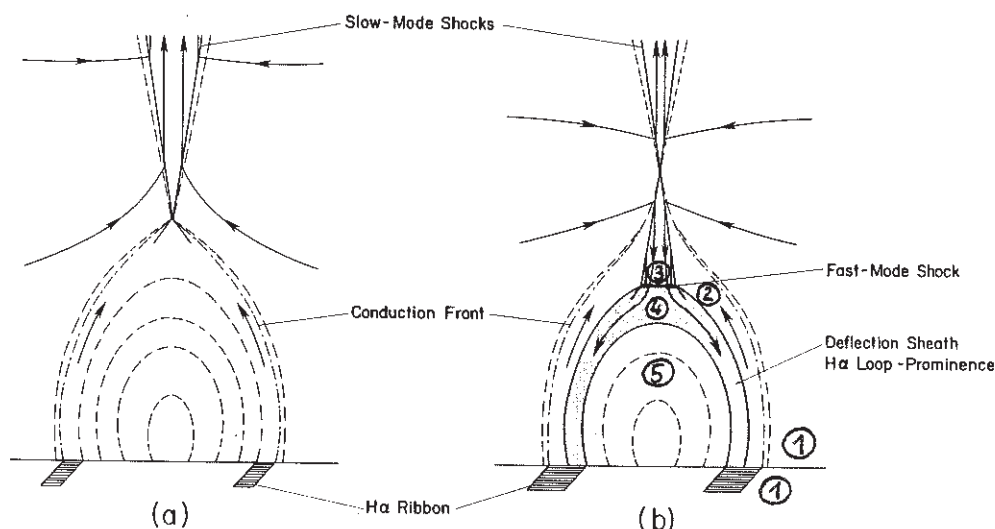


Figure 1. Schematic showing the MHD shocks generated by reconnection in a line-tied configuration for submagnetosonic (a) and supermagnetosonic (b) regimes. Dashed lines indicate magnetic field lines, and the dashed-dot lines indicate conduction fronts generated by field annihilation at the slow-mode shocks.

isolated flux tubes. These studies show that thermal condensation can account for the existence of the cool loops, provided that there is a mechanism such as chromospheric evaporation to enhance the density of the coronal plasma.

Here we suggest that reconnection will modulate the condensation process. Upon the basis of numerical experiments designed to study the reconnection dynamics of the Kopp-Pneuman model (Forbes and Priest, 1983; Forbes, 1986), we suggest that this modulation occurs via both the slow-mode and fast-mode shocks associated with line-tied magnetic reconnection.

The extent and locations of these shocks is shown in Figure 1b. The energy released by the slow shocks is thermally conducted along the field lines connecting them to the chromosphere, and this results in an evaporative upflow of dense plasma along these field lines. This evaporated plasma then passes through the slow shocks, but is not heated any further. However, the plasma is compressed by the slow shock. In the presence of strong thermal conduction the standard Petschek shocks are replaced by a combination of isothermal slow-mode shocks and conduction fronts. The usual MHD jump relations apply only

across the combined transition of the isothermal shock and the conduction front (Germain, 1960).

After passage through the slow shocks, the plasma encounters the fast shock which further compresses the plasma but does not significantly heat it. After the plasma's passage through the fast shock, it is no longer magnetically connected to the slow shocks (cf. Figure 1b). Consequently, the loop below the fast shock immediately begins to cool. The most rapid cooling occurs at the loops summit where the plasma has been compressed by both the slow and fast shocks.

II. DISCUSSION

Both analytically and numerically, it is very difficult to obtain a self-consistent solution of the dissipative MHD equations governing the reconnection-condensation process outlined above. However, as a first step we can make some simple quantitative estimates to determine the plausibility of the above scenario. In lieu of any alternative, we will assume that thermal conduction and radiative cooling do not significantly alter the flow pattern that occurs when these effects are absent. With this assumption we can then address three specific questions: First, can chromospheric evaporation driven by slow shock heating produce the observed high densities and temperatures? Second, how rapidly will the plasma cool after its passage through the fast shock? And, third, how do the loop density, temperature, and cooling rate depend on the magnetic field strength. We begin by considering the evaporation process.

a) Chromospheric Evaporation

The energy equation appropriate for our model is:

$$\rho D(C_p T)/Dt - Dp/Dt = - \rho^2 Q(T) + \nabla \cdot (\underline{\kappa} \cdot \nabla T) + h_w + j^2/\sigma, \quad (1)$$

where D/Dt is the convective derivative, C_p is the specific heat at constant pressure, T is the temperature, ρ is the density, $\underline{\kappa}$ is the thermal conductivity tensor, j is the current density, and σ is the electrical conductivity. The term h_w represents a coronal heating source such as Alfvén-wave heating, and here we will assume that it is negligible compared to the heating produced by the reconnection. We will also assume that ohmic heating is negligible outside the shocks and the X-line region. For $T > 8 \times 10^5$ K the radiative cooling function, $Q(T)$, can be approximated by

$$Q(T) = \chi_0 T^{-1},$$

where χ_0 is 1.97×10^{24} in MKS units (Hildner, 1974). The thermal conduction source term, which acts only parallel to the magnetic field is assumed to be

$$A^{-1} \lambda \partial [T^{5/2} (\partial (AT)/\partial s)]/\partial s,$$

where s is the distance along the field line, A is the cross-sectional area of the flux tube, and $\lambda = 10^{-11}$ in MKS units. For simplicity we will assume that A is constant.

In order for the slow shocks to induce chromospheric evaporation, the high temperature behind the shock must be efficiently conducted along the field line in the upstream region. When the thermal conductivity is strong, the usual shock transition is replaced by a double transition. The first occurs on the large thermal conduction scale length, and the second occurs on the small viscous scale length (Landau and Lifshitz, 1959). The pattern of transition for a slow shock is as follows: Over the thermal-scale length, velocity, density and temperature slowly increase as one goes from the upstream to the downstream region, while over the viscous scale-length, the velocity and density rapidly increase but the temperature remains constant. This latter transition is the isothermal slow shock.

To obtain significant evaporation, the scale-length of the thermal transition must be of the order of the length of the loop or larger. Very roughly, this scale length, L_c , is given by

$$L_c = \lambda T^{5/2} / (m_i n C_p V), \quad (2)$$

where m_i is the ion rest mass, n is the density, and V is the plasma flow speed normal to the plane of the slow shock. With $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $V = 40 \text{ km/s}$, $T = 2 \times 10^7 \text{ K}$, $C_p = 2.07 \times 10^4 \text{ m s}^{-2} \text{ K}^{-1}$, (2) gives

$$L_c = 1.29 \times 10^5 \text{ km}.$$

Since flare loops are typically 10^5 km in length, the loops threading the slow shocks will be nearly isothermal.

An upper estimate of the plasma density produced by evaporation can be obtained from a procedure used by Rosner et al. (1978) for static, active-region loops. In our case, the coronal wave heating source that they used is replaced by heat conduction from the slow shocks.

As the density increases in the flux tube, the radiation losses in the loop will eventually begin to exceed the energy input from the slow shocks. When this happens, the energy input to the chromosphere will be reduced, and the rate of evaporation will decline. The balance point occurs when

$$\lambda \nabla \cdot (T^{5/2} \nabla T) = \chi_o \rho^2 / T.$$

Estimating the derivatives on the left by $\lambda T^{7/2} L^{-2}$, we obtain

$$n = m_i^{-1} T^{9/4} (7\lambda/2\chi_o)^{1/2} L^{-1}, \quad (3)$$

as the maximum density that can be produced by evaporation. If L , the length of the flux tube, is 10^5 km , and T is $2 \times 10^7 \text{ K}$, then (3)

predicts $n \leq 6.74 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. By contrast, for an ordinary coronal temperature of $2 \times 10^6 \text{ K}$, equation (3) predicts $n \leq 3.80 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

b) Cooling Rates

As soon as a flux loop is below the fast shock, the plasma in that loop will begin to cool, since it is no longer heated by conduction from the slow shocks. There are two principal cooling mechanisms that need to be considered, namely radiation and conduction. The respective linear scale-times for these processes are:

$$t_r = (m_i \chi_o n)^{-1} C_p T^2, \quad (4)$$

$$t_c = m_i C_p L^2 n \lambda^{-1} T^{-5/2}. \quad (5)$$

For $L = 10^5 \text{ km}$, $T = 2 \times 10^7 \text{ K}$, and $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (4) and (5) give

$$t_r = 2530 \text{ s},$$

$$t_c = 1930 \text{ s},$$

respectively. Thus, the initial cooling is dominated by both conduction and radiation. However, as the plasma cools the situation is quickly reversed. At $T = 10^7 \text{ K}$ these times become $t_r = 630 \text{ s}$ and $t_c = 11,000 \text{ s}$. Although (4) and (5) give some idea of the cooling time, numerical simulations show that nonlinear effects reduce the cooling time by a factor of three or more (Antiochos, 1980).

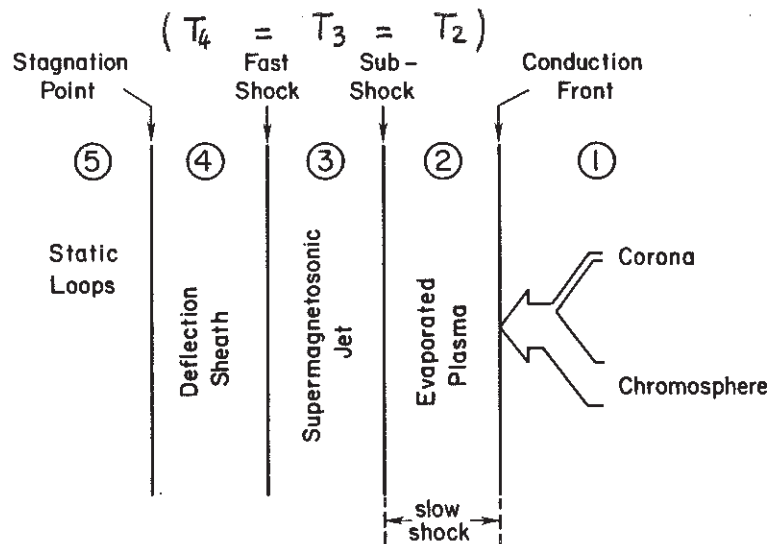


Figure 2. The sequence of plasma regimes experience by a parcel of fluid moving through the flare loop system.

In order for the reconnection model to exhibit condensation, cooling must occur before the plasma is advected out of the loop. The numerical simulations imply that for line-tied reconnection, the flow

speeds downstream of the fast shock range from 0.5 times V_a , the coronal Alfvén speed, to zero, depending on the location.^a At the top of the deflection sheath there is a stagnation point in the flow (see Figure 1b). At this point the flow speed is zero, and it increases to a maximum of about $0.5 V_a$ as one moves away from this point. For a cooling rate of 10^3 s, only plasma moving at a speed of less than 100 km/s would have time to condense in a loop whose length is 10^5 km.

c) Magnetic Field Modulation

In this section we use the compressible reconnection theory of Soward and Priest (1982) to estimate how the linear radiative cooling time varies with the magnetic field strength in the corona. To do this we divide the system into the five plasma regimes shown in Figure 2. Region 1 denotes the ambient coronal and chromospheric plasmas. Region 2 refers to newly evaporated plasma. Region 3 is the super-magnetosonic flow region between the isothermal slow shock and the fast shock. Region 4 is the deflection sheath, and finally, region 5 is a region of approximately static loops.

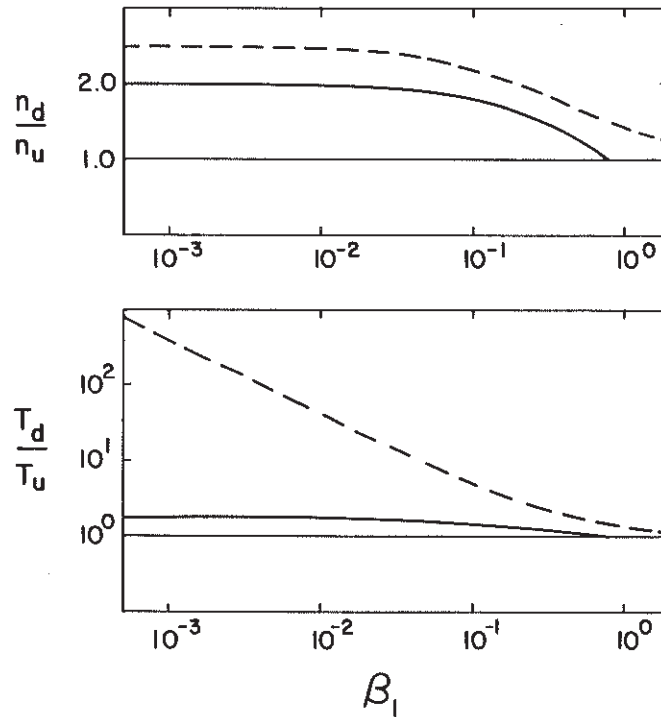


Figure 3. Density and temperature jumps across the fast (solid line) and slow (dashed line) shocks as functions of the upstream plasma β . The ratio of downstream to upstream densities is n_d/n_u , and the corresponding temperature ratio is T_d/T_u .

As shown in Figure 3, the temperature downstream of the fast shock is no more than 1.7 times the upstream temperature. Thus, compared to the slow shock, the fast shock releases an insignificant amount of heat. Since the lateral extension of the fast shock is

small (10^2 to 10^3 km) compared to the loop length (10^4 to 10^5 km), conduction will rapidly reduce the temperature behind the fast shock to the same values as in the rest of the loop. Indeed, (5) predicts that for $n = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T = 3.4 \times 10^7 \text{ K}$, the localized hot spot behind the shock disappears in 1.4 seconds. Therefore we assume that at the stagnation point

$$T_4 = T_3. \quad (6)$$

The numerical experiments indicate that the density is approximately uniform between the fast shock and the stagnation point (Forbes, 1986). Although the high pressure region behind the shock tends to make the plasma expand, the field line is contracting, and this tends to compress the plasma. The net result is that the density at the stagnation point is nearly equal to the density immediately downstream of the fast shock. In the photospheric rest frame the fast shock moves slowly with respect to the Alfvén wave speed. Therefore, using the rest-frame jump relations, and the outflow properties predicted by Soward and Priest (1982), the density at the stagnation point is

$$n_4 = n_3^{8/(4+5\beta_1)}, \quad (7)$$

where β_1 is the plasma beta upstream of the slow shocks.

As mentioned previously, the standard Petschek-type slow shock is replaced by a conduction front and an isothermal slow shock. To obtain the density and temperature jumps across the combined transition of the conduction front and the isothermal slow shock, we use the compressible theory of Soward and Priest (1982). For $\gamma = 5/3$

$$n_3 = n_1(1 + \beta_1)/(0.4 + \beta_1), \quad (8)$$

$$T_3 = T_1(0.4 + \beta_1)/\beta_1. \quad (9)$$

The temperature in the intermediate region 2, between the isothermal shock and the conduction front, is essentially the same as the temperature downstream of isothermal shock, i.e.

$$T_2 = T_3. \quad (10)$$

On the other hand, since the plasma in region 2 is yet to undergo compression, its density is the same as the density of the upstream region, i.e.

$$n_2 = n_1. \quad (11)$$

Next, we determine the density, n_1 , and the temperature, T_1 , of the input corona-chromosphere mixture. In the limit of no reconnection n_1 and T_1 must equal the ambient coronal values, therefore, we renormalize the chromospheric input density predicted by (3) to

$$n_1 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} [T_3/(2 \times 10^6 \text{ K})]^{9/4}. \quad (12)$$

This corresponds to an evaporation density which is 13% of the maximum density predicted by (3).

For strong magnetic fields the temperature downstream of the slow shock does not depend on the upstream temperature but only on the upstream density and magnetic field. This is apparent if (9) is rewritten to express T_3 as a function of B_1 and n_1 . Therefore, we only need a value for T_1 when the magnetic field and the chromospheric evaporation are very weak. In other words, we can set

$$T_1 \sim 2 \times 10^6 \text{ K.} \quad (13)$$

To complete the task of determining n_4 and T_4 , we assume that B_1 , the magnetic field in region 1, is equal to B_{co} , the ambient coronal magnetic field. This allows us to write

$$\beta_1 = 3.5 \times 10^{-15} n_1 T_1 / B_{co}^2 \text{ (CGS).} \quad (14)$$

Finally, combining (6) - (14) we obtain in CGS units:

$$B_{co} = 2.96 (T_4/T_{co} - 1)^{1/2} (T_4/T_{co})^{9/8}, \quad (15)$$

$$n_4 = 1.6 \times 10^7 (1+\beta_1)(4+5\beta_1)^{-1} (0.4+\beta_1)^{-1} (T_4/T_{co})^{9/4}, \quad (16)$$

where

$$\beta_1 = 3.5 B_{co}^{-2} (T_4/T_{co})^{9/4},$$

$$T_{co} = 2 \times 10^6 \text{ K.}$$

The linear radiative cooling time obtained from substituting (15) and (16) into (4) is plotted in the lower panel of Figure 4. It should be remembered that nonlinear effects will reduce the radiative cooling time by at least a factor of 3.

The size of the high density region at the top of the loop is no more than a few 100 kilometers, and the observed density and temperature in the loop are most likely to be those outside the summit region, namely the values in region 2. These are

$$T_2 = T_4, \quad (17)$$

$$n_2 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} (T_4/T_{co})^{9/4}, \quad (18)$$

and they are plotted in the upper panel of Figure 4.

If the magnetic field becomes sufficiently weak, the reconnection jets become subsonic, and the fast shock and lower set of slow shocks disappear. The flow pattern then looks like the one shown in Figure 1a. The value of B_{co} required for this to happen is determined by setting $n_4/n_3 = 1$ in (7). For $T_{co} = 2 \times 10^6 \text{ K}$ and $n_{co} = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, B_{co} is 3.31 Gauss. Since such a weak field is unlikely to be

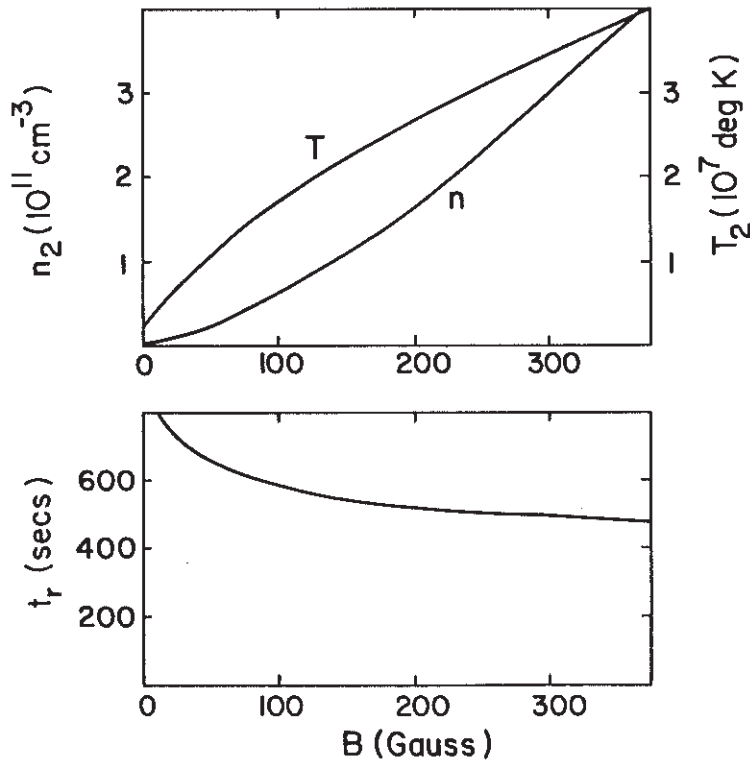


Figure 4. The predicted loop density and temperature and the linear radiative cooling time as functions of the coronal magnetic field strength. Nonlinear effect should reduce t_r by a factor of 3 or more.

associated with large flares, the flow pattern in Figure 1a will probably never occur in a flare context.

For $B_{co} \gg 3.31$ Gauss, equations (4) and (15) - (18) reduce to

$$\begin{aligned} t_r &= 1.20 \times 10^3 B_{co}^{-0.15} \text{ s} , \\ T_2 &= 1.03 \times 10^6 B_{co}^{0.62} \text{ K} , \\ n_2 &= 1.11 \times 10^8 B_{co}^{1.38} \text{ cm}^{-3} . \end{aligned}$$

It is interesting to note that in this limit, the linear thermal conduction time obtained by substituting (15) and (16) into (5) is equal to 15.1 times t_r for all values of B_{co} .

So far we have not considered the region above the X-line. This region should also contain plasma energized by slow shocks, but the plasma there must come from the corona because the region is magnetically isolated from the chromosphere. As a consequence, the plasma in the upward jet will be 100 times less dense than in the lower jet, and it may also be considerably hotter. For ambient coronal values, (9) implies that during the gradual phase the shocks will heat the upper jet to a temperature of 2.6×10^9 K. It is unlikely that the jet would really reach this extreme, since cooling by thermal conduction is very efficient at such a temperature.

III. CONCLUSION

Two-dimensional, numerical experiments relevant to the two-ribbon flare model of Kopp and Pneuman (1976) imply that in addition to the slow-mode MHD shocks generated by reconnection, there also exists a nearly stationary fast-mode shock. This fast shock occurs in one of the two super-magnetosonic jets that are produced by reconnection in a strong magnetic field. In the Kopp-Pneuman model one of the reconnection jets is directed upwards, away from the photosphere, while the other one is directed downwards, towards the photosphere, and it is in this downward jet that the fast shock occurs.

We suggest that the underlying process for the formation of a loop prominence is the sustained evaporation of chromospheric plasma by heat conduction from the slow shocks. We also suggest that compression of the plasma by slow and fast shocks in a small region at the loop summit enhances the radiative cooling rate there by a factor of 5 over the cooling rate in the rest of the loop. This latter aspect of the reconnection-condensation mechanism is analogous to the process discussed by Cox (1972) and Chevalier and Theys (1975) for the triggering of condensations in the interstellar medium by supernova shock waves.

ACKNOWLEDGEMENT

This research was supported by the NASA Solar-Terrestrial Theory Program (NASA Grant NAGW-76 to the University of New Hampshire) and by the Observatoire de Paris (Meudon).

REFERENCES

- Antiochos, S.K. 1980, Ap. J., 236, 270.
Antonucci, E., Gabriel, A.H., and Dennis, B.R. 1984, Ap. J., 287, 917.
Bruzek, A. 1964, Ap. J., 140, 746.
Cheng, C.-C., Oran, E.S., Doschek, G.A., Boris, J.P. and Mariska, J.T. 1983, Ap. J., 265, 1090.
Chevalier, R.A. and Theys, J.C. 1975, Ap. J., 195, 53.
Cox, D.P. 1972, Ap. J., 178, 143.
Forbes, T.G. and Priest, E.R. 1983, Solar Phys., 84, 169.
Forbes, T.G. 1986, Ap. J., in press.
Germain, P. 1960, Rev. Mod. Phys., 32, 951.
Goldsmith, D.W. 1971, Solar Phys., 19, 86.
Hildner, E. 1974, Solar Phys., 35, 123.
Hirayama, T. and Endler, F. 1975, Bull. Am. Astron. Soc., 7, 352.
Kopp, R.A. and Pneuman, G.W. 1976, Solar Phys., 50, 85.
Landau, L.D. and Lifshitz, E.M. 1959, Fluid Mechanics, Pergamon Press, London.
Rosner, R., Tucker, W.H. and Vaiana, G.S. 1978, Ap. J., 220, 643.
Soward, A.M. and Priest, E.R. 1982, J. Plasma Phys., 28, 335.

II - 5 - Liaison avec les éruptions en double filet : test observationnel de l'évaporation chromosphérique dans la phase graduelle.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la chaleur dissipée par les chocs MHD lents et le chauffage Joule dans la région diffusive sont capables d'engendrer des températures de l'ordre de $10^7 - 10^8$ K au sommet des arcades de champ magnétique reconnecté, développant ainsi des boucles visibles en rayons X mous. Ce chauffage n'est pas sporadique, mais continu, puisqu'il opère pendant une phase de reconnexion magnétique rapide quasi-stationnaire des lignes de force (écoulement de Petschek) ; le site diffusif (point neutre X) s'élève dans l'atmosphère, tandis que les lignes singulières joignant le point X à la photosphère s'écartent. A cet endroit sont visibles des rubans brillants en H α , signature du chauffage intense, de nature conductif, provenant de la région des chocs lents et de la zone diffusive. Pour contrebalancer cet apport continu d'énergie conductive, la densité du plasma doit être beaucoup plus grande que celle de la couronne. En effet, si l'on considère un équilibre aux ordres de grandeur entre le rayonnement et la conduction, la densité dépend de la température, comme $\rho/\rho_0 = (T/T_0)^{9/4}$. Une augmentation de température par un facteur 30 (10^6 K à $3 \cdot 10^7$ K) implique donc un accroissement de densité d'un facteur supérieur à 10^3 (10^8 cm $^{-3}$ à 10^{11} cm $^{-3}$). De telles densités ne sont explicables que si la chromosphère s'évapore sous l'apport conductif de chaleur, comme nous l'avons suggéré dans le chapitre précédent.

L'article "Evidence for gentle chromospheric evaporation during the gradual phase of large solar flares" est une tentative de mise en évidence de l'évaporation chromosphérique au dessus des rubans brillants observés dans la raie H α . A l'aide d'observations obtenues au DPSM de la tour solaire de Meudon, nous montrons l'existence de décalages Doppler vers le bleu ("blueshifts") de la raie H α . Ces décalages sont interprétés, non sans une certaine ambiguïté, en termes de vitesse verticales ascendantes, variant de 10 km/s (au début de la phase graduelle) à moins de quelques kilomètres par seconde (à la fin de l'événement). Un bilan de masse grossier indique que ce flux de matière ascendant au dessus des rubans brillants est suffisant pour fournir les 10^{13} kg correspondant à la masse qui retombe vers la chromosphère dans les boucles froides (dont les pieds sont situés à l'intérieur des rubans), à la vitesse de 50 km / s, et pendant une dizaine d'heures. Ce flux de masse correspond à un remplissage complet du système d'arches froides toutes les 80 minutes.

Nous disposons actuellement d'observations en provenance du satellite SMM, dans la raie du CIV (10^5 K), correspondant à la zone de transition chromosphère - couronne. La raie étant optiquement mince, les décalages Doppler sont

interprétables sans ambiguïté ; les résultats préliminaires semblent confirmer l'existence de mouvements montants, donc d'une évaporation, au dessus des rubans brillants visibles en H α dans la chromosphère.

EVIDENCE FOR GENTLE CHROMOSPHERIC EVAPORATION DURING THE GRADUAL PHASE OF LARGE SOLAR FLARES

B. SCHMIEDER, T. G. FORBES¹ AND J. M. MALHERBE
 Observatoire de Meudon, France

AND

M. E. MACHADO²

Marshall Space Flight Center, Huntsville

Received 1986 September 2; accepted 1986 October 13

ABSTRACT

We have used the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph of the Meudon solar tower to obtain high spatial resolution H α line profiles during the gradual phase of three solar flares. In all cases small blueshifts lasting for several hours are observed in the flare ribbons. By contrast, the region between the two ribbons exhibits large redshifts that are typical of H α post flare loops. We interpret the blueshifts in the ribbons as upward chromospheric flows of 0.5–10 km s⁻¹ and discuss the possible ambiguities of the interpretation. A preliminary analysis indicates that such upflows are sufficient to supply the $\geq 10^{16}$ g of mass needed to maintain a dense ($n \approx 10^{12}$ cm⁻³) H α postflare loop system in the corona.

Subject headings: Sun: chromosphere — Sun: flares

¹ Permanent address: Institute for the Study of Earth, Oceans and Space, University of New Hampshire, Durham.

² NAS/NRC Research Associate on leave from Observatorio de Física Cósmica, San Miguel, Argentina.

1. INTRODUCTION

One of the most conspicuous aspects of large solar flares is the formation of two H α ribbons in the chromosphere a few minutes after flare onset. These ribbons are located at the feet of an arcade of flare loops in the corona, and both the ribbons and the loops are long-lived features which may persist for 10 hr or more after flare onset (for reviews see Pneuman 1981; Priest 1982). The height of the loops and the distance between the ribbons increase with time, but the increase is not due to simple mass motions of the coronal and chromospheric plasmas in which the loops and ribbons are embedded. Doppler-shift analyses and the examination of the individual small-scale structures within the loops and the ribbons show that the apparent motion is caused by the continual fading of old loops and the progressive appearance of new ones (Bruzek 1964; Martin 1979; Engvold, Jensen, and Andersen 1979). Initially, the separation velocity of the ribbons and the apparent upward velocity of the loops is rapid, ≥ 50 km s⁻¹, but after a few hours they decrease to ≤ 1 km s⁻¹ (Nolte *et al.* 1979).

To account for these motions, Carmichael (1964), Sturrock (1966), and later Kopp and Pneuman (1976) proposed that open coronal magnetic field lines continually reconnect to form closed magnetic loops. The reconnection of the open field lines occurs at magnetic X-line which moves upward as the region of closed loops grows, and the loops and ribbons are associated with the field lines which map from the X-line to the chromosphere. Recent observations continue to support this picture (Poletto and Kopp 1986; Hanaoka and Kurokawa 1986).

The temperature of the flare loops ranges from 10^4 to 3×10^7 K (Lin, Lin, and Kane 1985), with the cooler loops located just below the hotter ones (McCabe 1973). Compared

to the corona, the density of both the hot and cool loops is unusually large, on the order of 10^{11} cm^{-3} for the hot loops (Withbroe 1978) and 10^{12} cm^{-3} for the cool loops (Zirin 1986). The plasma in the cool flare loops is observed to flow down the legs of the loops at speeds on the order of 50 km s^{-1} , and so it has been inferred that 10^{16} – 10^{17} g of material flows through the flare loop system during its lifetime (Kleczek 1964).

Although the reconnection process naturally explains the existence of the high temperatures in the hot loops (Cargill and Priest 1983; Forbes and Malherbe 1986b), it cannot alone explain the high densities in the loops or the presence of the cool loops. One way to account for these is to invoke the additional processes of chromospheric evaporation and thermal condensation (Goldsmith 1971; Antiochos and Sturrock 1978; Antiochos 1980; Oran, Mariska, and Boris 1982). The thermal condensation process is now generally accepted as the mechanism which forms the cool loops from the hot loops, but the chromospheric evaporation process remains somewhat controversial. Evidence does exist for the existence of evaporation during the flash phase (Widing 1975; Doschek 1983; Antonucci, Gabriel, and Dennis 1984), but to date there has been little evidence that evaporation continues into the gradual phase. Here we present tentative evidence for such continuing evaporation.

Our evidence is based on analysis of $\text{H}\alpha$ line profiles obtained with the Multichannel Subtractive Double Pass Spectrograph (MSDP) for three flares. In all three events, blue-shifted profiles are observed in the flare ribbons. We believe the simplest and most likely interpretation of the blueshifts is that they are due to a sustained plasma upflow of 0.5 – 10 km s^{-1} in the chromospheric flare ribbons. The existence of an upflow in the ribbons is consistent with the "gentle" evaporation process postulated by Antiochos and Sturrock (1978) and with the reconnection model proposed by Forbes and Malherbe (1986a, b).

II. OBSERVATIONS

a) Instrument Descriptions

The MSDP is designed to observe simultaneously nine channels in the $\text{H}\alpha$ line within $\pm 1.4 \text{ \AA}$ of the line center (Mein 1977). The elementary, two-dimensional field of view is $1' \times 8'$ and has a pixel resolution of $1'' \times 1''$. A global field of view of $3' \times 8'$ is obtained by a juxtaposition of three elementary fields obtained during a 1 minute period, and the line profile is reconstituted from the nine channels for each of the 86,400 pixel locations within the two-dimensional global field of view. Data processing is performed to provide standard intensity and Doppler shift maps in $\text{H}\alpha$ at $\pm 0.3 \text{ \AA}$ from the center of the line. We detail the reducing techniques in § IIc.

Because the MSDP instrument mode in 1980 and 1981 produced images only once every minute, reliable shifts could not be obtained for a flare's flash phase. Even if this were not the case, it is still doubtful that we could have obtained useful results for the flash phase, since the high velocities ($\geq 10^2 \text{ km s}^{-1}$) that are known to occur at this time (Ishimoto and Kurokawa 1984) produce Doppler shifts which lie outside the limited dispersion range at which the MSDP was operated in 1980 and 1981. There is also the additional complication that the standard method (cf. § IIc) that we use to interpret the absorption profiles cannot easily be extended to the emission profiles typical of the flash phase. However, for the long-lived gradual phase ($\geq 5 \text{ hr}$), the ribbons are often in absorption and the inferred upward velocities are relatively small ($\leq 5 \text{ km s}^{-1}$), and so for this phase the MSDP is often quite suitable. (Here "absorption" refers to a line profile which dips below the con-

tinuum.)

In addition to data from the MSDP, we also include data from the hard X-ray imaging spectrometer (HXIS) aboard the *Solar Maximum Mission* satellite (*SMM*) to examine the structure of the coronal loop above the chromosphere on 1980 November 12. HXIS images X-rays in six energy bands between 3.5 and 30.0 keV, with a spatial resolution of 8". Further details on the HXIS instrument can be found in Van Beek *et al.* (1980).

The mutual positioning of the HXIS and the MSDP was determined by using the spectroheliogram obtained at Meudon (1980 November 12, 10:09 UT) and the targeting coordinates of *SMM*. Therefore the uncertainty in the positioning is $\sim \pm 5''$. Magnetograms were obtained from the Meudon magnetograph data of 1980 June 22 at 09:36 UT and 1981 May 16 at 08:21 UT, and from the Kitt Peak magnetic field maps of 1980 November 12 (see Machado *et al.* 1986).

b) Overview of the Active Regions

On 1980 November 12 the flare occurred at 11:02 UT, in NOAA active region 2779, which was located close to the disk center (SO8 W12) and showing a high level of flare productivity (De Jager, Boelee, and Rust 1984; Machado *et al.* 1986). A feature of the 11:02 UT flare common to all other events situated within the central portion of the active region is that the initial X-ray brightening occurred over a rather limited region along the central neutral line and then spread later to a more widely extended area. This behavior is clearly apparent in the HXIS soft (3.5–8.0 keV) X-ray contour plots of Figure 1a (Plate 00), and it is entirely consistent with the observed H α development which outlines the chromospheric feet of the X-ray loops. It thus indicates that the dynamic evolution of the magnetic energy release process is, in many respects, very comparable to the behavior observed in NOAA active region 2372 during 1980 early April in a similar magnetic configuration (Machado *et al.* 1983). Note also that the onset of brightening was located over a limited region of highly sheared fields, again like the April region, as observed in vector magnetograms from Marshall Space Flight Center (Machado *et al.* 1986). As shown in Figure 1c, remnants of the flare ribbons are still visible 3 hr after the maximum at 13:58 UT.

On 1980 June 22 the flare began at 13:07 UT in the active Region 2517 located at SO7 W13. Many details about the activity of this region during the period June 16–23 are reported in the study of Martin *et al.* (1982). The filament activity before the two-ribbon flare has also been studied by Simon *et al.* (1984) using MSDP observations, the Meudon magnetograph, and white light photographs from Debrecen. The two ribbons are clearly seen by the MSDP at 13:06 UT to be on both sides of the neutral line of an emerging flux region (EFR). A few minutes later, the filament reforms in the region between.

The large 3B/X1 flare of 1981 May 16 in the NOAA region 3106 has been widely observed (for a review, see Kaastra 1985). The active region was located at 12N 10E when the flare occurred around 8:14 UT, after the eruption of the filament at 7:54 UT (Fig. 2a [Pl. 00]). Shortly after 8:14 UT, two ribbons formed and proceeded to separate with a velocity of 12 km s^{-1} during the first 15 minutes (Ishkov and Kalman 1986). The contours of the emission observed in X-rays by the Satellite *Hinotori* indicate the existence of loops crossing the neutral magnetic field line and rooted in the chromospheric ribbons in a manner similar to that of the 1980 November 12 flare. Some investigations of line-of-sight velocities have already been made by Xu (1986) using the H α spectroheliograph at Yunan Observatory. He inferred from the observed large redshifts velocities of $\gtrsim 50 \text{ km s}^{-1}$ in the legs of the cool postflare loop

system. Furthermore, after analyzing the velocity gradients he concluded that the plasma at the top of the loops had been accelerated magnetically, as well as gravitationally, in the downward direction.

c) Velocity Analysis

The MSDP provides nine simultaneous intensity images over a range of $\pm 1.4 \text{ \AA}$ in the $H\alpha$ line profile, and these images allow us to construct for each pixel a line profile consisting of nine points spaced 0.3 \AA apart (Mein 1977). To reduce the data we apply the λ -meter technique: we first construct a mean profile over the quiet Sun regions of each elementary field of view, and then, for the mean profile and the profile at each pixel, we find the points in the profile where the half-width is $\Delta\lambda$. The wavelength shift of each $\Delta\lambda$ chord from the mean is used to calculate the velocity, and the relative depth of the chord determines the relative intensity (Mein 1977). We choose $\Delta\lambda = \pm 0.3 \text{ \AA}$, because in this wavelength region the profile variation is linear and the intensity arises from chromospheric levels. This is not true for emission profiles, and hence, velocities of flaring points which are in emission are not computed. The precision of the velocity values at each pixel is $\sim \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$.

In Figure 1 we present the velocity maps obtained on 1980 November 12 at 11:02 UT, just before the maximum brightness of the $H\alpha$ ribbons, and at 13:58 UT, 3 hr after the maximum brightness of the $H\alpha$ ribbons. Nearly all the profiles are in absorption and can be interpreted by the λ -meter method. Blueshifts occur extensively in the ribbons, and comparison with the X-ray contours shows that the blueshifts are especially strong in the vicinity of the regions corresponding to the inferred X-ray footpoints. When interpreted as an upflow, these blueshifts correspond to velocities of $3\text{--}4 \text{ km s}^{-1}$ at 11:02 UT and $1\text{--}2.5 \text{ km s}^{-1}$ at 13:58 UT (see the cross sections in Fig. 3).

On 1981 May 16, the flare is larger, and the velocity of many points in the central regions of the ribbons cannot be computed by the standard method. Nevertheless, as can be seen in Figure 2, almost all the ribbon regions for which the velocity can be determined show strong blueshifts. In the narrow region between the ribbons, strong redshifts have started to appear (left end of upper ribbon in Fig. 2b, see also Fig. 4), and careful overlay of the intensity image with the Doppler-shift image shows that these redshifts are adjacent to the ribbons. These redshifted regions correspond to the postflare loops, which have just started to become visible in the $H\alpha$ intensity maps at this time. Later, at 09:07 UT, the postflare loop system is more apparent, and the corresponding area of redshifts is more extensive (Fig. 2c). Because the active region is not exactly in the center of the disk, part of the postflare loops project over the irregularly shaped lower ribbon. In these regions the ribbon's intensity is greatly diminished and the Doppler shift of the ribbon is obscured by the Doppler shift in the loops.

Figure 4 shows cross sections of the intensity and velocity maps for the 1981 May 16 flare. The large upflow velocities near the peak intensities are not reliable, since they are obtained from nearly flat line profiles. Thus, we can only be sure that the maximum upflow velocity is $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$.

In Figures 5c and 5d are two examples of line profiles obtained in the postflare loops of the 1981 May 16 event. The marked intensity absorption occurring in the far red wing makes understandable why postflare loops are most easily seen on the disk when one looks through a narrow-band filter in the red wings (see, for example, Pneuman 1981). The velocities that we can deduce from the Doppler shifts range from -13 to -25 km s^{-1} if we assume the loops are optically thick (i.e., the

standard method, Mein 1977), to values ranging from -45 to -50 km s^{-1} (see Figs. 4 and 5) if we assume they are optically thin (i.e., "center of gravity" method). This latter method was previously used for chromospheric ejections and filaments, and it gives an upper limit of the actual velocity, since the effect of adding a source function is to decrease the inferred radial velocity (Schmieder *et al.* 1984; Malherbe, Schmieder, and Mein 1983; Mein *et al.* 1986). Xu (1986) has found flow velocities of -50 to -100 km s^{-1} with the "center of gravity" method for the same 1981 May 16 event. Blueshifts of the same order as those on 1980 November 12 are again apparent, and, as before, they seem to decrease with time. By comparison, many of the redshifts have higher values on the order of -15 to -25 km s^{-1} . Again for the 1980 June 22 event, blueshifts are apparent in the ribbons with redshifts in the region between them.

d) H α Line Formation

As mentioned earlier, we focus our present study on the observed behavior of the gradual phase, which lasts several hours in two ribbon type of events. Throughout this period persistent blueshifts, as determined from the standard method, are observed in the flare ribbons (Figs. 5a and 5b). Yet, the interpretation of these asymmetric profiles is by no means straightforward, as we now proceed to demonstrate in qualitative terms with the help of the semi-empirical flare atmosphere models of Machado *et al.* (1980, hereafter MAVN).

In Figure 6a we plot the temperature versus mass column density profiles of MAVN models F1 (weak flare) and F2 (strong flare). The computed H α profiles for these two models, which are shown in Figure 6c, relate to the different behavior of the line source functions (Aboudarham 1986). These are shown in Figure 6b, together with the continuum Planck function $B(T)$ for model F1, where the letters "a," "b," and "c" denote the heights at which the particular features of the line profiles originate (cf. Fig. 5c). The single-peaked profile due to the F2 model (strong flare model) reflects the high opacity and strong collisional coupling of the H α source function S_2 to its respective Planck function, even at the base of the transition zone. As shown in MAVN, this behavior only occurs in stratified homogeneous models under high pressure and temperature gradient conditions. Such conditions are characteristic of the flaring chromosphere during the flash phase and lead to strong emission-line fluxes and highly Stark broadened profiles (Svestka 1976). For the gradual phase, lower pressure conditions as in F1 (weak flare model) should occur, and these inevitably lead to central reversal of the chromospheric profiles. This is due to the decoupling of S with respect to $B(T)$ for optical depths smaller than the thermalization length, as shown in the S_1 plot of Figure 6b (Athay 1972).

Athay (1970, 1972, 1976) has given detailed reviews of the effect of differential motions in computed profiles, and we use here his basic results to estimate the observational consequences of evaporative upflows in the upper levels of the flare chromosphere and lower transition zone, where the core of the H α line is formed. Simple considerations show that the upward motion should lead to a profile with enhanced red wing emission and blue depression in the case of an F1-type profile, due to the blue Doppler shift of photons which originate from the low- S , expanding region. Such a profile would then be qualitatively similar to those that we observe in the flare ribbons.

A possible alternative to the F1 model is to assume that the emission arises from a hot ($\geq 10^4 \text{ K}$) downward moving "cloud," which emits a single-peaked, Doppler-shifted, asymmetric H α profile. The superposition of such emission on the undisturbed chromospheric absorption line may lead, under

particular conditions, to blueshifted profiles. This alternate interpretation cannot be discarded, but we note the following two aspects that make it less attractive than the upflow hypothesis. First, a hot "cloud" interpretation carries with it the implication that the H α emitting material should cool and condense *in situ* above the ribbon area; yet, as noted before, spectroscopic evidence locates the falling loop prominence material in the region *between* the ribbons (Rust and Bar 1973). Second, the presence of a hot "cloud" over the ribbons will lead to asymmetrical profile, since such a hot "cloud" model has significant velocity gradients (Athay 1976). However, our observed profiles are preferentially symmetric (Fig. 5b), and therefore they favor the interpretation of the blueshifts as an upward flow rather than a downward flow.

III. MAGNETIC RECONNECTION AND CHROMOSPHERIC EVAPORATION

a) Revised Reconnection Model

Figure 7 is a schematic diagram of the flow pattern that we envision to occur in the flare loop system during the gradual phase. It is basically similar to the configuration proposed by Carmichael (1964), Sturrock (1966), and Kopp and Pneuman (1976) except for two features. First, the magnetohydrodynamic chock structures near the X-line have been redrawn to conform to the results obtained from recent numerical studies by Forbes and Priest (1983), Malherbe, Forbes, and Priest (1984), and Forbes (1986). Specifically, the downward-directed reconnection jet terminates at a fast-mode shock. The second new feature is a standing conduction front extending from the X-line to the chromosphere. Field lines threading the reconnection jet between the X-line and the fast-mode shock conduct the heat released by the slow shocks to the chromosphere, and this heating produces the ribbons.

Because of the presence of strong thermal conduction along the field lines, the usual Petschek-type shocks (Petschek 1964) are replaced by a combination of a conduction front and a slow-mode subshock (Forbes and Malherbe 1986b). Across the subshock the temperature does not change, but the density and velocity do (Germain 1960). The strong thermal conduction causes the temperature produced by the slow shocks to be distributed along the entire length of the field line rather than in the region immediately downstream of the subshock.

In this version of the reconnection model the conduction of the thermal energy generated at the slow shocks derives a gentle evaporative upflow from the ribbons whose widths are determined by the distance between the X-line and the fast-mode termination shock. Using scaling arguments, Forbes and Malherbe (1986b) have shown that the heat produced by the slow shocks has the potential to generate an evaporated plasma with a density of $\gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and a temperature of $\gtrsim 10^7 \text{ K}$, values close to those inferred for the X-ray loops (Withbroe 1978).

The evaporation is expected to produce blueshifts in most, but not all, of the ribbon area. As the leading edge of the ribbons propagates into the undisturbed chromosphere, it will trigger a local, transient redshift similar to that which occurs during the flash phase throughout the entire flaring region (Ishimoto and Kurokawa 1984). This redshift is due to a temporary downward motion in the cool chromospheric layers below the level of energy deposition, and it occurs simultaneously with the X-ray blueshifts produced by upward motion in the hot layers above the level of energy deposition. This transient response lasts for less than a minute (Fisher 1986) and is replaced by a small, sustained upflow at all levels once the chromosphere has adjusted to the heat input of the reconnection.

tion. H α then exhibits a continual blueshift until the local field line maps to the region downstream of the termination shock.

By multiplying the $\gtrsim 40$ s duration of the redshift times the $\lesssim 20$ km s $^{-1}$ separation velocity of the ribbons, one obtains 800 km for the average width of the redshifted boundary region of the ribbon. This width ($\lesssim 1''$) is less than the effective resolution ($\approx 2''$) at the times of our observations, and, therefore, we do not expect to see this redshifted region. Svestka, Martin, and Kopp (1980) have observed some short-lived ($\lesssim 1$ minute) redshifts along small sections of the outer ribbon edges that occasionally form at unusually rapid speeds ($\gtrsim 50$ km s $^{-1}$). Such regions, which are $2''$ – $3''$ in size, might be spatially resolvable by the MSDP, but their short-lived duration would make them temporally unresolvable because of the 1 minute elapse time of the MSDP operating mode in 1980 and 1981.

b) Mass Upflow

The mass in the cool, H α flare-loop systems was first estimated by Kleczek (1964) to be $\sim 10^{16}$ g, for pure hydrogen, assuming a loop length $L \approx 2.5 \times 10^{10}$ cm, an average cross-sectional area $A \approx 4.0 \times 10^{17}$ cm 2 , and a density $n \approx 6.0 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$. This value refers to the instantaneous mass content in the cool loops. However, considering that the H α emitting plasma periodically flows down the legs of the loops at speeds $\gtrsim 50$ km s $^{-1}$, the total mass circulated over the lifetime t of the loops could be as high as

$$M = m_p n A v t \approx 1.2 \times 10^{17} \text{ g}, \quad (1)$$

where m_p is the proton mass. We have adopted $n \approx 10^{12}$ cm $^{-3}$, in agreement with recent estimates by Zirin (1986), and assumed an approximate lifetime of $t = 10$ hr. This estimate corresponds to a replacement of the mass in the cool loops once every 80 minutes.

In the context of the Forbes and Malherbe (1986b) version of the reconnection model, this mass is supplied by an upflow of evaporated plasma from the ribbons. One can roughly estimate the required velocity of this upflow by equating the upward mass flux in the ribbons to the downward mass flux in the base of the H α loops. That is

$$v_u = v_d (n_d A_d) / (n_u A_u), \quad (2)$$

where v_u , n_u , and A_u are the field-aligned flow velocity, particle density, and cross-sectional area of the ribbons and v_d , n_d , and A_d are the corresponding quantities for the H α loops. The density of the upflowing coronal plasma should correspond to the $\sim 10^{11}$ cm $^{-3}$ typical of the hot X-ray loops (Withbroe 1978). The area of the ribbon is $\sim 3 \times 10^{19}$ cm 2 (1.5×10^5 km by 2.0×10^4 km), whereas the cross-sectional area of the H α loops is $\sim 4 \times 10^{17}$ cm 2 . Thus, if $v_d \approx 50$ km s $^{-1}$ and $n_d = 10^{12}$ cm $^{-3}$, equation (2) predicts $v_u \approx 10$ km s $^{-1}$, for the upflow in the hot loops.

Equation (2), as it is written, implies a continuous mass balance between upflows and downflows. In actuality it seems more likely that the "gentle" evaporation proceeds over a fairly long time scale compared to the drainage of the loops after thermal instability sets in. The fact that a thermal instability is likely to operate in this manner is suggested by the early appearance of H α knots at the top of the loops (~ 10 minutes) before the material in the loop begins to fall (Bruzek 1964; Martin 1979). Thus the effective downflow velocity averaged over time is likely to be smaller than 50 km s $^{-1}$, and therefore v_u could very likely be even smaller than 10 km s $^{-1}$.

Since the H α seen in the ribbons is generated in a region only slightly hotter than the ambient chromosphere, the energy deposited per particle at the H α level may not be very large. Most of the energetic particles are at higher levels, and, hence,

it is in these upper levels where one expects the greatest acceleration to occur. Nonetheless, since velocity is proportional to the square root of energy, even a small enhancement in the energy per particle could produce a measurable velocity. (E.g., if the energy per particle at the H α level is 1% of that at the X-ray level, then the upflow velocity at the H α level would be $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$.)

IV. CONCLUSION

An analysis of H α line profiles for three large flares reveals small but long-lived blueshifts in the flare ribbons during the gradual phase. Also observed is the pattern of large redshifts associated with cool H α flare loops located in the region between the ribbons (i.e., loop prominences). The transition from blueshifts in the ribbons to redshifts in the interior region between them confirms the earlier result of Rust and Bar (1973) that the feet of the loop prominences are located at the inner edges of the flare ribbons.

Because the blueshifts observed in the H α line could, in principle, be due to either an upward-moving plasma or to a hot, optically thin, downward-moving plasma, we cannot unambiguously state that they indicate an upflow in the ribbons. This ambiguity means that the observed blueshifts are necessary, but not sufficient, evidence to establish the existence of an upflow. There is, however, one aspect of the observed Doppler shifts which mitigates against the interpretation of the blueshifts as downward velocities. It is that the line profiles are often symmetric, a feature which is very difficult to explain with a combination of optically thin plasmas moving at different velocities (Athay 1976).

Interpreted as an upflow, the blueshifts indicate upward velocities of $\lesssim 5 \text{ km s}^{-1}$ during the early part of the gradual phase and $\lesssim 1 \text{ km s}^{-1}$ during the later part. Given a density of $\gtrsim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, this is more than sufficient to supply the 10^{16} – 10^{17} g mass required by the cool H α flare-loop system.

We suggest that the mechanism generating the upflow in the ribbons is a gentle chromospheric evaporation driven by heat conduction along field lines connecting the chromosphere to a reconnection site in the corona. We envision the reconnection to occur in a manner somewhat similar to that suggested originally by Carmichael (1964) and later by Sturrock (1966) and Kopp and Pneuman (1976). We expect the evaporation process to be similar to that considered by Antiochos and Sturrock (1978) for one-dimensional loops, but not identical, because it occurs in the two-dimensional flow context that is essential for reconnection.

The authors thank Drs. Pierre and Nicole Mein for fruitful discussions about the radiative transfer, Dr. J. Aboudarham for the computation of the H α source functions, C. Brechet for her help in the reduction of the observational data, and I. Barroux for the photographs. T. G. F. is grateful to the Observatoire de Meudon for their generous hospitality. This research was partially supported by NASA grant NAGW-76 and NSF grant ATM-8507035 to the University of New Hampshire.

REFERENCES

- Aboudarham, J. 1986, Ph.D. thesis, University of Paris VI.
 Antiochos, S. K. 1980, *Ap. J.*, **236**, 270.
 Antiochos, S. K., and Sturrock, P. A. 1978, *Ap. J.*, **220**, 1137.
 Antonucci, E., Gabriel, A. H., and Dennis, B. R. 1984, *Ap. J.*, **287**, 917.
 Athay, R. G. 1970, *Solar Phys.*, **11**, 347.
 ———, 1972, *Radiation Transport in Spectral Lines* (Dordrecht: Reidel).
 ———, 1976, *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun* (Dordrecht: Reidel).
 Bruzek, A. 1964, *Ap. J.*, **140**, 746.

- Cargill, P. J., and Priest, E. R. 1983, *Ap. J.*, **266**, 383.
- Carmichael, H. 1964, in *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares*, ed. W. N. Hess (NASA SP-50), p. 451.
- De Jager, C., Boelee, A., and Rust, D. M. 1984, *Solar Phys.*, **92**, 245.
- Doschek, G. A. 1983, *Solar Phys.*, **86**, 49.
- Engvold, O., Jensen, E., and Andersen, B. N. 1979, *Solar Phys.*, **62**, 331.
- Fisher, G. H. 1986, in *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D. F. Neidig (Sacramento Peak, N.M.: NSO), p. 25.
- Forbes, T. G. 1986, *Ap. J.*, **305**, 553.
- Forbes, T. G., and Priest, E. R. 1983, *Solar Phys.*, **88**, 211.
- Forbes, T. G., and Malherbe, J. M. 1986a, *Ap. J. (Letters)*, **302**, L67.
- . 1986b, in *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D. F. Neidig (Sacramento Peak, N.M.: NSO), p. 443.
- Germain, P. 1960, *Rev. Mod. Phys.*, **32**, 951.
- Goldsmith, D. W. 1971, *Solar Phys.*, **19**, 86.
- Hanaoka, Y., and Kurokawa, H. 1986, *Solar Phys.*, **105**, 133.
- Ishimoto, K., and Kurokawa, H. 1984, *Solar Phys.*, **93**, 105.
- Ishkov, V. N., and Kalman, B. 1986, in *Solar Maximum Analysis: Proc. 1985 Irkutsk SMA-SMY Workshop*, ed. V. E. Stepanov (Utrecht: VNA Science Publishers), in press.
- Kaastra, J. S. 1985, Ph.D. thesis, Rijksuniversiteit, Utrecht.
- Kleczeck, J. 1964, in *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares*, ed. W. N. Hess (NASA SP-50), p. 77.
- Kopp, R. A., and Pneuman, G. W. 1976, *Solar Phys.*, **50**, 85.
- Lin, H.-A., Lin, R. P., and Kane, S. R. 1985, *Solar Phys.*, **99**, 263.
- Machado, M. E., Avrett, E. H., Vernazza, J. E., and Noyes, R. W. 1980, *Ap. J.*, **242**, 336 (MAVN).
- Machado, M. E., Gary, G. A., Hagyard, M. J., Hernandez, A. M., Rovira, M. G., and Smith, J. B. 1986, *Adv. Space Res.*, in press.
- Machado, M. E., Somov, B. V., Rovira, M. G., and De Jager, C. 1983, *Solar Phys.*, **85**, 157.
- Malherbe, J. M., Forbes, T. G., and Priest, E. R. 1984, in *The Hydromagnetics of the Sun* (ESA SP-220), p. 119.
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., and Mein, P. 1983, *Adv. Space Res.*, **11**, 57.
- Martin, S. F. 1979, *Solar Phys.*, **64**, 165.
- Martin, S. F., Deju, L., Antalova, A., Kucera, A., and Harvey, K. L. 1982, *Adv. Space Res.*, **2**, 39.
- McCabe, M. 1973, *Solar Phys.*, **30**, 439.
- Mein, P. 1977, *Solar Phys.*, **54**, 45.
- Mein, P., Mein, N., Malherbe, J. M., and Damé, L. 1986, *Astr. Ap.*, in press.
- Nolte, J. T., Gerassimenko, M., Krieger, A. S., and Petrasso, R. D. 1979, *Solar Phys.*, **62**, 123.
- Oran, E. S., Mariska, J. T., and Boris, J. P. 1982, *Ap. J.*, **254**, 349.
- Petschek, H. E. 1964, in *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares*, ed. W. N. Hess (NASA SP-50), p. 425.
- Pneuman, G. W. 1981, in *Solar Flare Magnetohydrodynamics*, ed. E. R. Priest (New York: Gordon and Breach), p. 379.
- Poletto, G., and Kopp, R. A. 1986, in *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D. F. Neidig (Sacramento Peak, N.M.: NSO), p. 453.
- Priest, E. R. 1982, *Solar Magnetohydrodynamics* (Dordrecht: Reidel).
- Rust, D. M., and Bar, V. 1973, *Solar Phys.*, **33**, 445.
- Schmieder, B., Mein, P., Martres, M. J., and Tandberg-Hanssen, E. 1984, *Solar Phys.*, **94**, 133.
- Simon, G., Mein, N., Mein, P., and Gesztelyi, L. 1984, *Solar Phys.*, **93**, 325.
- Sturrock, P. 1966, *Nature*, **211**, 695.
- Svestka, Z. 1976, *Solar Flares* (Dordrecht: Reidel).
- Svestka, Z., Martin, S. F., and Kopp, R. A. 1980, in *IAU Symposium 91, Solar and Interplanetary Dynamics*, ed. M. Dryer and E. Tandberg-Hanssen (Dordrecht: Reidel), p. 217.
- Van Beek, H. F., Hoyng, P., Laflun, B., and Sinnott, G. M. 1980, *Solar Phys.*, **65**, 39.
- Widing, K. 1975, in *IAU Symposium 68, Solar Gamma-, X-, and EUV Radiation*, ed. S. R. Kane (Dordrecht: Reidel), p. 153.
- Withbroe, G. L. 1978, *Ap. J.*, **225**, 641.
- Xu, A.-A. 1986, in *Solar Maximum Analysis: Proc. 1985 Irkutsk SMA-SMY Workshop*, ed. V. E. Stepanov (Utrecht: VNA Science Press), in press.
- Zirin, H. 1986, in *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D. F. Neidig (Sacramento Peak, N.M.: NSO), p. 78.

FIG. 1.—Observations on 1980 November 12 in H α line. (a), (c) Intensity at line center at 11:02 UT and 13:58 UT respectively. Contours of 3.5 to 8.0 keV X-rays are superposed in (a). (b), (d) Doppler-shift velocities at H $\alpha \pm 0.3$ Å, with blue areas corresponding to upward velocities (blueshifts) and red areas corresponding to downward velocities (redshifts). Light gray areas indicate regions where the magnitude of the velocity is less than 2 km s⁻¹, and black areas indicate regions where the velocity is undetermined (regions where H α is wholly or partly in emission). The straight lines indicate the locations of the cross sections shown in Fig. 3.

FIG. 2.—Observations on 1981 May 16 in H α line. Panels (a) and (c) give the intensity at line center at 8:44 UT and 9:07 UT, respectively. Panels (b) and (d) give Doppler shift velocities at H $\alpha \pm 0.3$ Å (cf. Figure 1). The straight lines indicate the locations of the cross-sections shown in Figure 4.

FIG. 3.—Intensities and velocities of the 1980 November 12 flare, along cross sections bisecting the two ribbons in the X-ray emitting region. The upper panels are for 11:02 UT, and the lower ones are for 13:58 UT. The intensity is at the line center of H α in arbitrary units, and the velocity is based on the H α Doppler shift at ± 0.3 Å. Positive values correspond to blueshifts. Gaps in the velocity profiles correspond to regions where the H α line is wholly or partly in emission.

FIG. 4.—Intensity and velocity cross sections of the 1981 May 16 flare at 8:44 UT and 9:07 UT. Gaps in the velocity profile correspond to regions where the H α line is wholly or partly in emission, and the large velocities ($\lesssim 10$ km s $^{-1}$) near these regions are not accurately determined. The dashed vertical line in the upper panels designates the location of an alignment error between the elementary fields of view.

FIG. 5.—Observed H α line profiles (*solid lines*) in (a)–(b) the ribbons and (c)–(d) the postflare loops for the 1981 May 16 flare. *Dashed curves*, chromospheric reference line profile outside the active regions. The inferred upflow velocities for the ribbon profiles are (a) 4.5 km s $^{-1}$ and (b) 1.3 km s $^{-1}$. The downflow velocities inferred for the 'post'-flare loops are (c) -24 km s $^{-1}$ and (d) -13 km s $^{-1}$ using the optically thick method and (c) -45 km s $^{-1}$ and (d) -38 km s $^{-1}$ using the optically thin method.

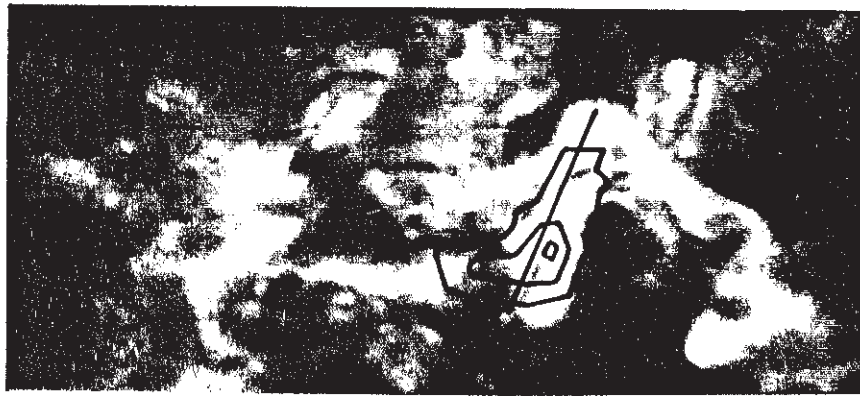
FIG. 6.—(a) Temperature profiles vs. column mass for the mean chromosphere (C), weak flare model (F $_1$), and strong flare model (F $_2$). (b) H α Planck and source functions for the F $_1$ and F $_2$ temperature profiles. The letters "a," "b," and "c" indicate the altitudes where the H α optical thicknesses at 0.0 Å, 0.6 Å, and 1.0 Å are unity. (c) Profiles of the H α line using the temperature profiles of the mean chromosphere (C) and the F $_1$ and F $_2$ flare models.

FIG. 7.—Expected flow pattern for a reconnection model of the gradual phase. The chromospheric evaporation is continually driven by heat released from magnetic field annihilation at the slow-mode subshocks. The narrow redshifted region at the outer edge of a ribbon is due to downward motion of the lower chromospheric level, which occurs when it is suddenly heated by the outward-traveling conduction front (see, for example, Fisher, 1986). After the chromosphere has adjusted to the additional heat input, the initial downflow is replaced by a sustained upflow.

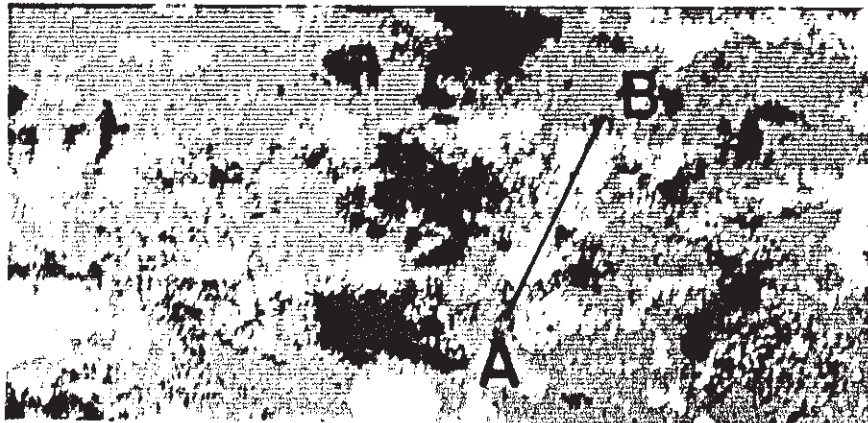
T. G. FORBES: Space Science Center, DeMeritt Hall, University of New Hampshire, Durham, NH 03824

M. E. MACHADO: Observatorio de Fisica Cosmica, Av. Mitre 3100, 1663 San Miguel, Prov. de Buenos Aires, Argentina

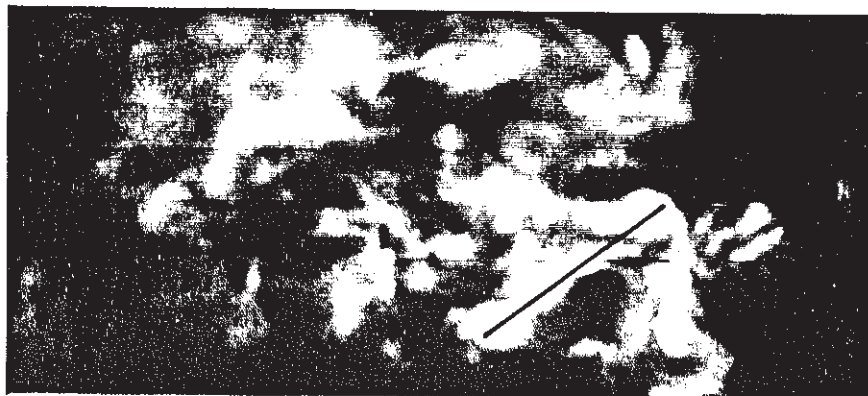
J. M. MALHERBE and B. SCHMIEDER: Observatoire de Paris-Meudon, 5, place Jules Janssen, DASOP, 92195, Meudon, Principal Cedex, France



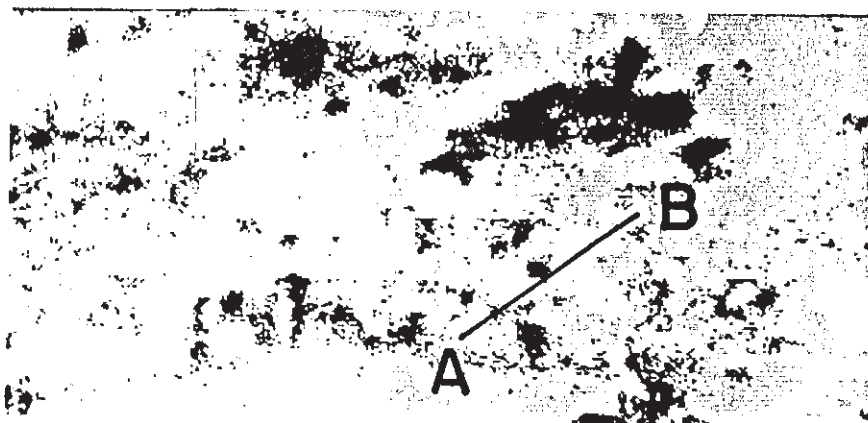
(a)



(b)

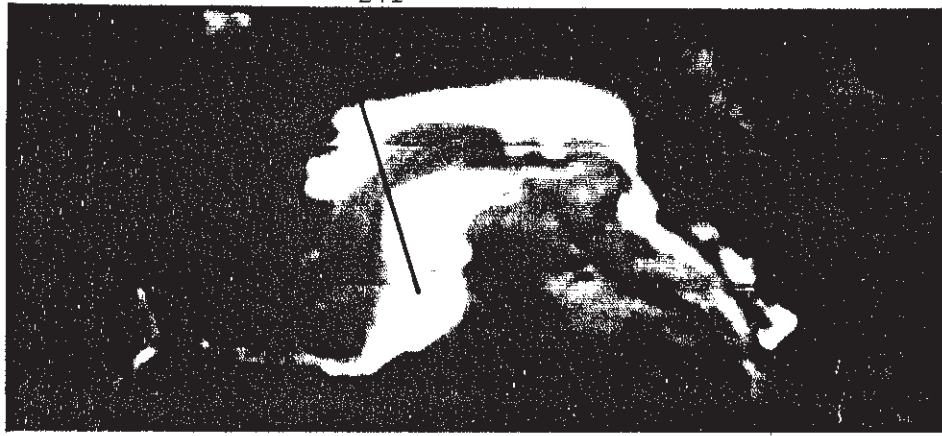


(c)

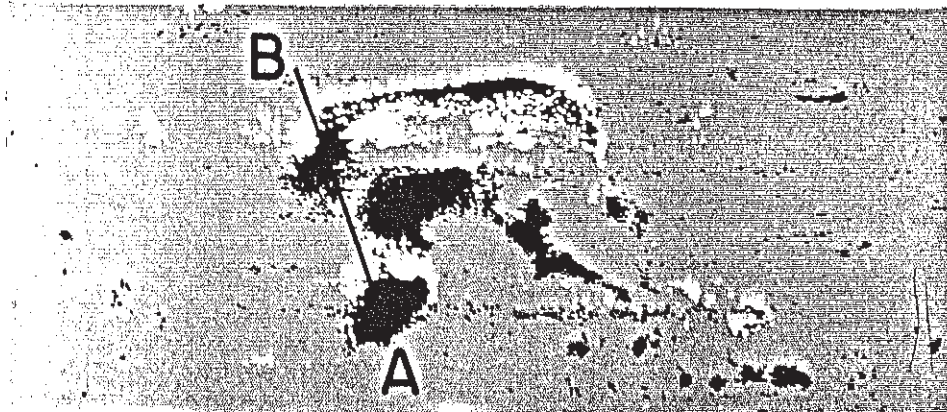


(d)

Figure 1



(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 2

1980 NOV 12

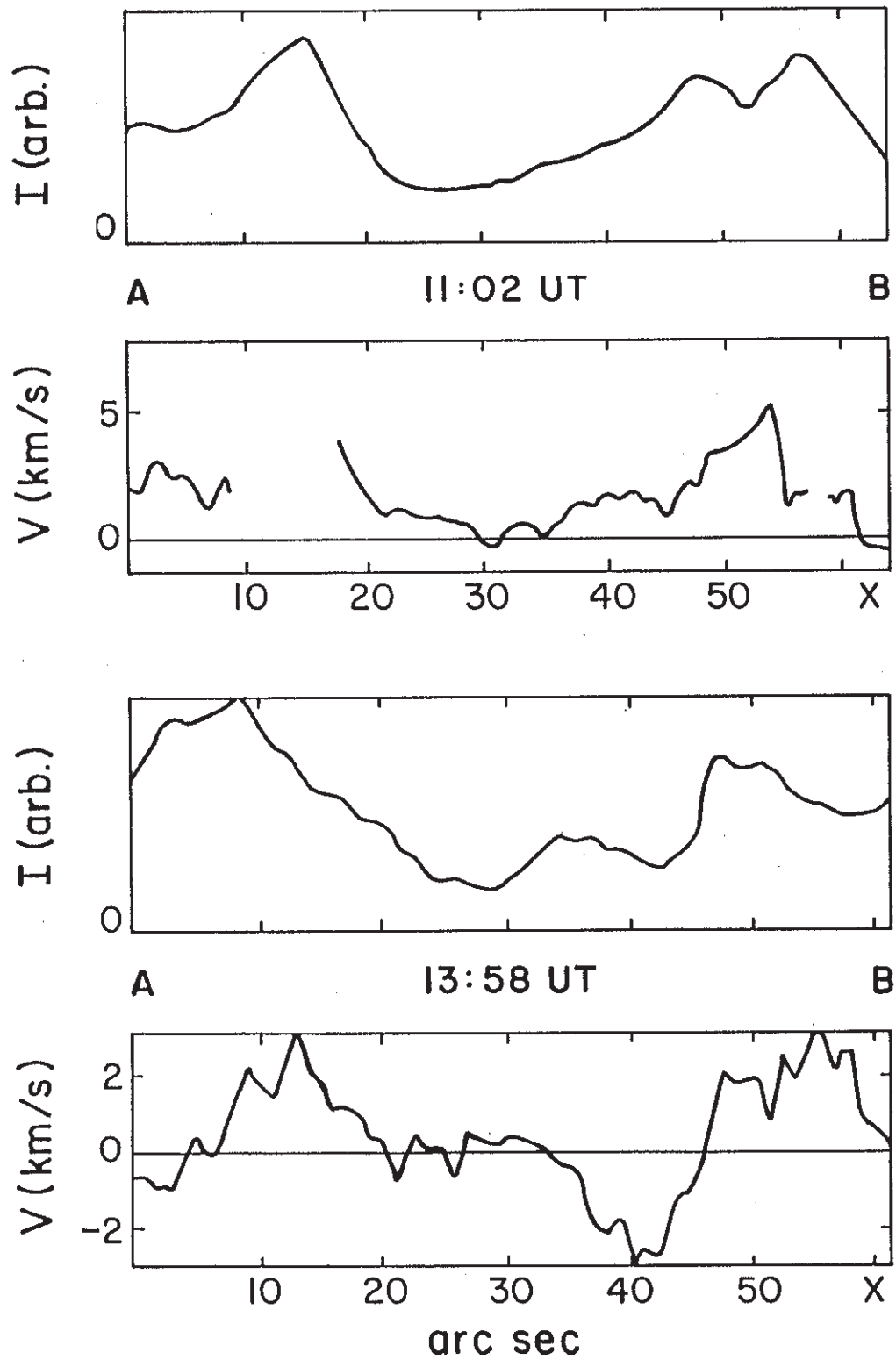


Figure 3

1981 MAY 16

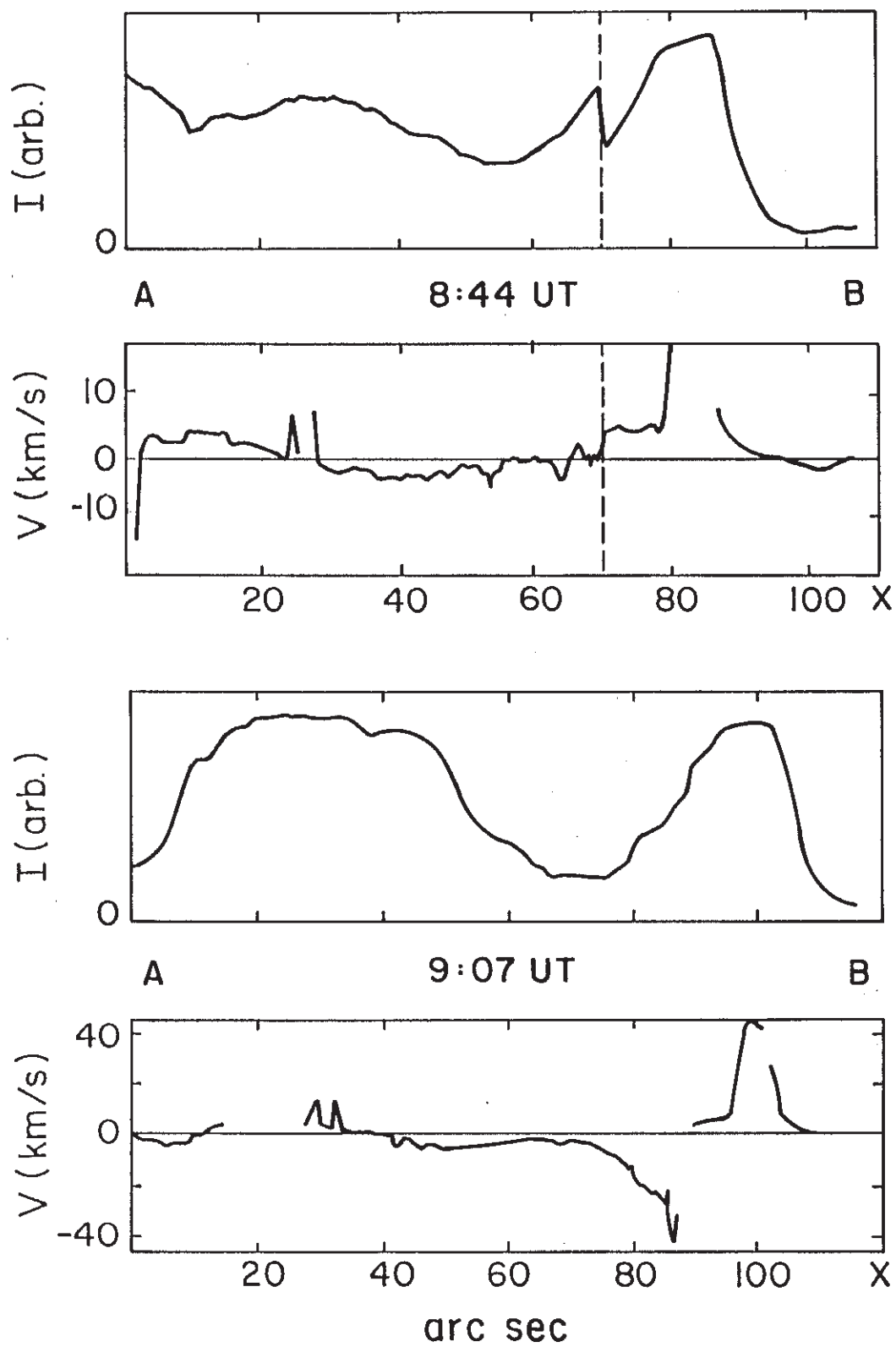


Figure 4

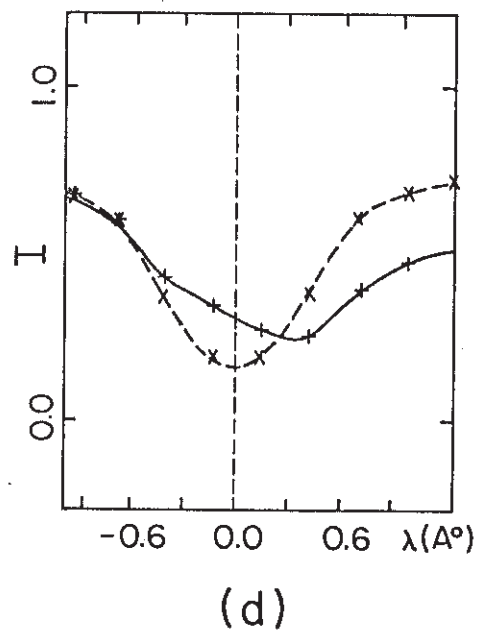
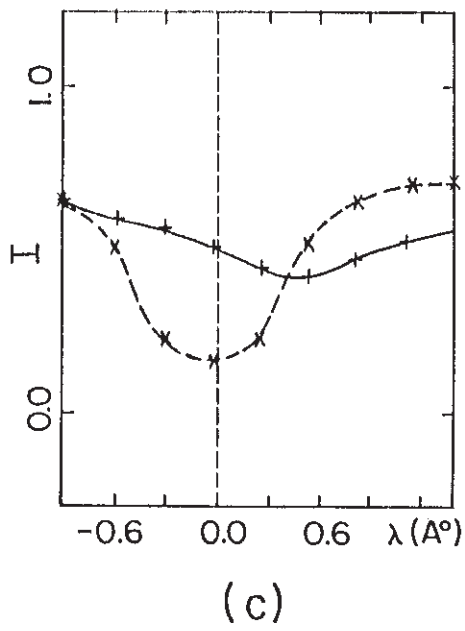
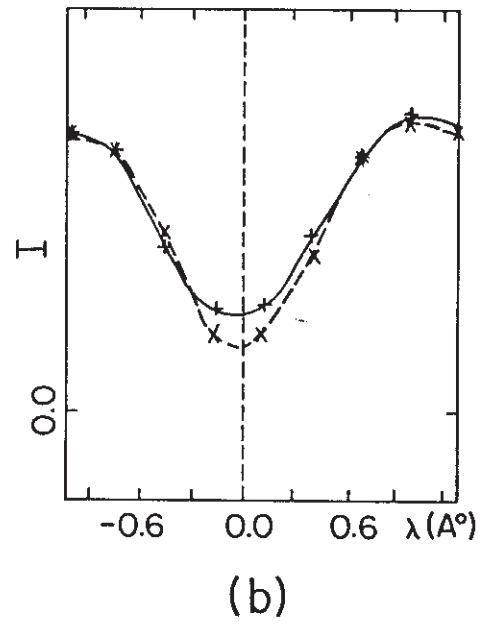
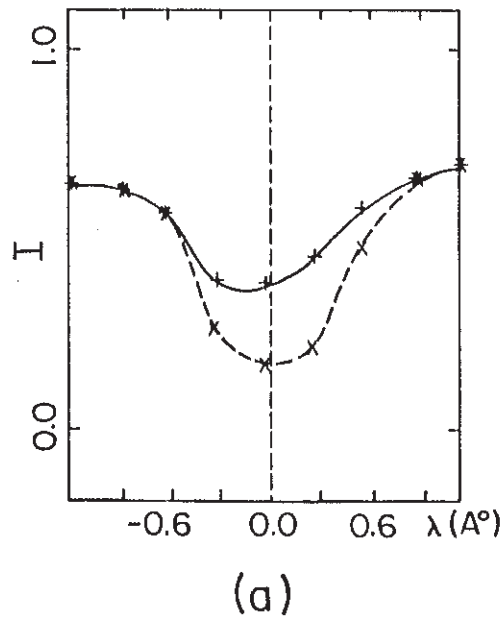


Figure 5

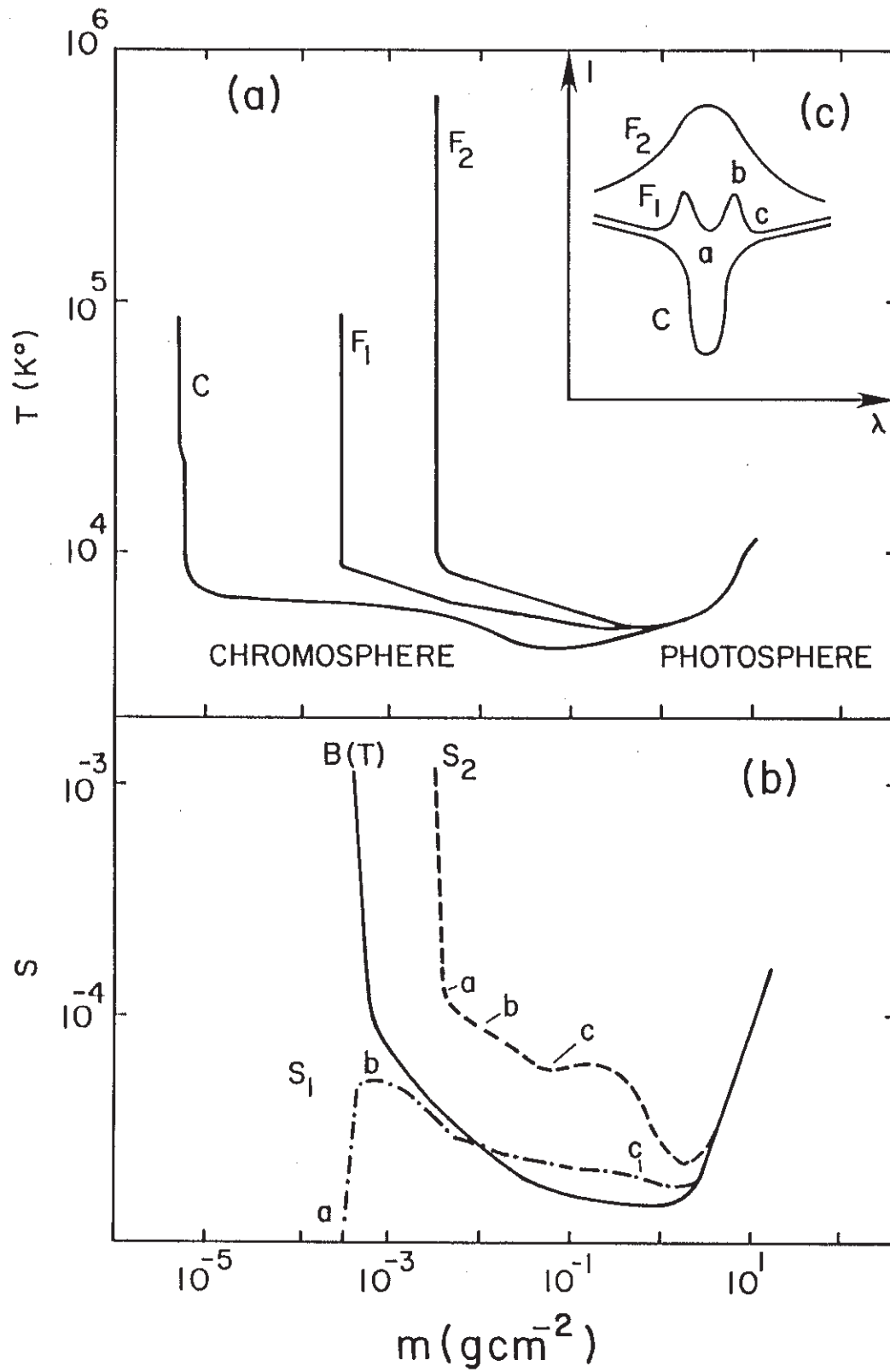


Figure 6

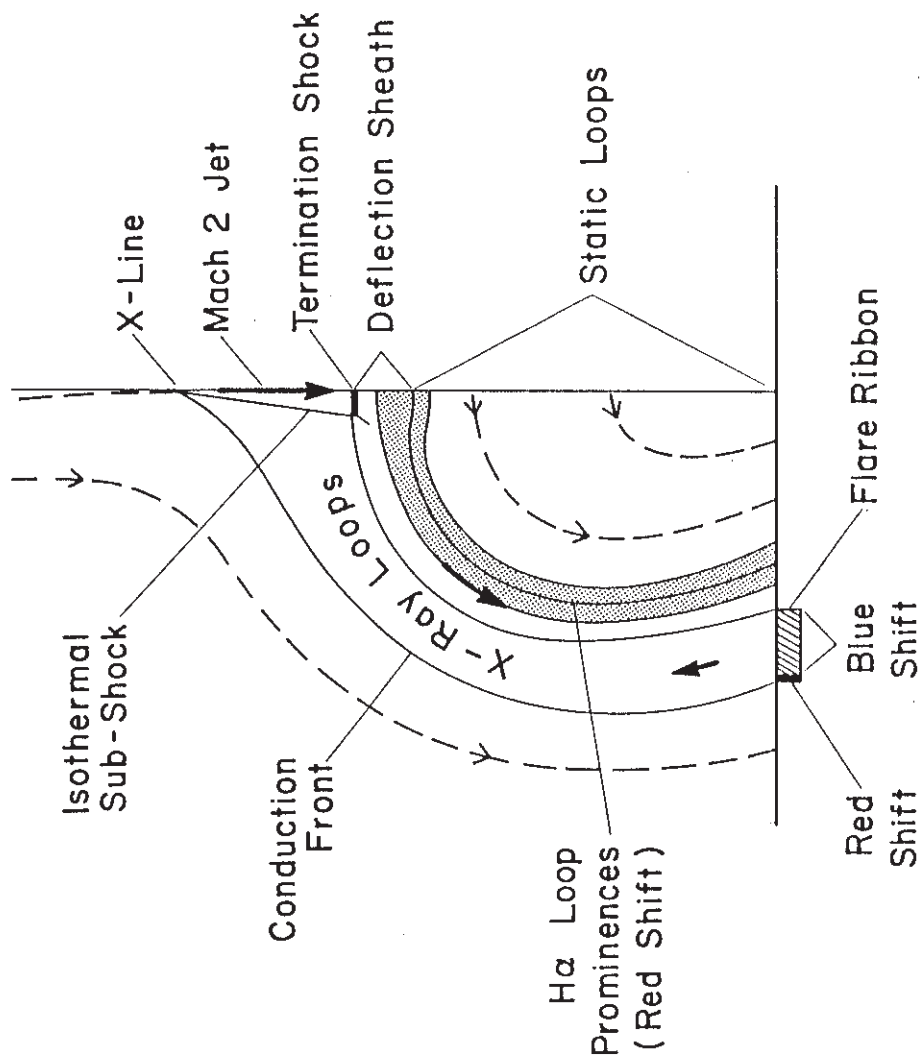


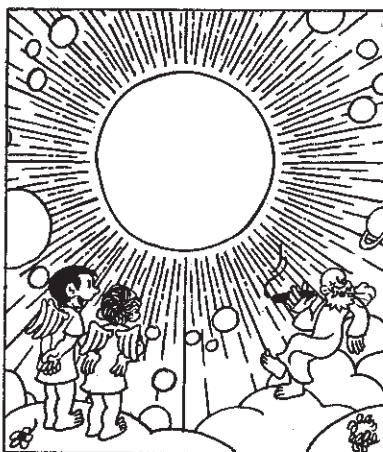
Figure 7

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans la première partie de ce travail, nous avons cherché, à partir d'observations des champs de vitesses radiales, à caractériser l'équilibre dynamique des protubérances et les mécanismes d'instabilité. Nous avons même pu, dans certains cas, et moyennant un modèle, obtenir des informations sur le champ magnétique à partir de données sur le champ des vitesses. Néanmoins, de nombreuses questions sont encore incomprises ; certaines nécessitent la mise en service du magnétographe vectoriel THEMIS pour pouvoir être étudiées. La physique des "pieds" des protubérances reste encore une énigme : quelle y est la topologie du champ magnétique ? Il existe en effet un paradoxe à propos des "pieds" : ces structures, qui relient la matière du filament à la photosphère, semblent verticales, mais les mesures Hanle effectuées jusqu'ici suggérèrent, dans la partie haute, un champ horizontal. Comme la vitesse observée au niveau des pieds est négligeable devant la vitesse de chute libre, un mécanisme de support (par le champ magnétique) doit être recherché : il implique peut être des polarités parasites non encore observées, signatures de boucles soutenant la matière froide. Ce problème est voisin de celui des lignes dites "neutres" ($B_{\parallel} = 0$). On sait que la plus grande composante de \vec{B} est parallèle à la ligne neutre dans les protubérances. En est-il de même au niveau photosphérique ? La ligne neutre est-elle une région de champ nul ($B_{\parallel} = 0$) ? La structure fine des protubérances, dont on n'a pas parlé ici, pose aussi beaucoup de questions : la matière protubérantielle est organisée en fins filets ($< 0.5''$) de densités et températures hétérogènes, qui ne semblent pas dans un état stationnaire. Quelle est la durée de vie de ces structures, comment mesurer leurs paramètres magnéto-thermo-dynamiques ? Comment intégrer un tel schéma dans les modèles globaux élaborés jusqu'ici ? La façon de relier la dynamique des protubérances à la convection solaire sous jacente est aussi une question fondamentale, qui dépasse l'intérêt seul de l'étude de l'objet "protubérance", et s'insère dans les études de sismologie solaire et stellaire, avec toutes les implications que cela comporte sur l'effet dynamo et le cycle d'activité solaire. La construction du télescope THEMIS aux îles Canaries devrait permettre d'aborder et d'éliminer de nombreux points d'interrogation qui se posent aujourd'hui, grâce à la possibilité d'observer simultanément les vitesses radiales et le vecteur \vec{B} , à la fois dans les raies photosphériques et chromosphériques.

Dans la seconde partie de ce travail, nous avons étudié, numériquement pour l'essentiel, les mécanismes de condensation de la matière dans une nappe de courant verticale, sans gravitation, mais avec résistivité finie du plasma. Notre

travail montre que ce type de configuration est très propice au déclenchement de l'instabilité thermique ; au dessus du point X formé par reconnection, c'est la diffusion ohmique qui engendre une condensation de type Kuperus-Raadu (KR) ; en dessous, c'est la formation d'un choc rapide, intensifiant les processus de rayonnement, qui génère une condensation de type Kippenhahn-Schlüter (KS). Néanmoins, ce modèle, s'il apporte de nombreux éléments nouveaux, reste encore à développer et à affiner : ni la gravité, ni la conduction n'ont été incluses dans les équations résolues par le code numérique, qui se limite d'autre part à deux dimensions (pas de composante de \vec{B} , même constante, dans la 3ème dimension). Les propriétés radiatives des chocs ont été examinées analytiquement, et les conclusions sont très prometteuses : nos calculs prévoient un choc (donc une condensation KS) dans un champ sans "shear" dès que le β du plasma est inférieur à 1 (ceci s'est révélé vrai dans les divers régimes de paramètres utilisés en simulation numérique, où β variait entre 0.1 et 1). Nous prédisons aussi l'absence d'un choc (donc l'impossibilité de condenser le plasma) lorsque β est fort (>1), ou bien lorsque le champ possède un "shear" important ($\varphi > 45^\circ$ pour $\beta = 0.1$, $\varphi > 63^\circ$ pour $\beta = 10^{-3}$, etc...). Ceci n'a pas reçu de vérification expérimentale (numérique) : il faudrait donc étudier, avec SHASTA, au moins le cas $\beta > 1$. D'autre part la structure du choc, étudié numériquement à très basse résolution seulement (50x50 points), peut se révéler extrêmement complexe (voir "Supersonic Jets", de M. Norman et K. Winkler, Los Alamos Science, 1985, p. 39) et présenter de nombreux sous-chocs. La structure à haute résolution des chocs MHD n'a pas encore été décrite en détails (les chocs étudiés à Los Alamos étant hydrodynamiques) ; dans la configuration qui nous intéresse, la position des lignes de force du champ magnétique par rapport au choc rapide est très importante, car, selon la topologie, une accélération de particules pourrait s'expliquer par un effet miroir. Il est clair aussi que l'intérêt d'une telle étude dépasse celui des protubérances et éruptions solaires, mais concerne l'ensemble des jets en astrophysique. Le code SHASTA, s'il n'est pas un des plus modernes et des plus aisés à manipuler, est un outil bien adapté à ces recherches : il est en effet conçu et optimisé pour le traitement des chocs MHD, qui posent bien des difficultés à tant d'algorithmes numériques.



PUBLICATIONS, COMMUNICATIONS DE L'AUTEUR

Les publications ayant constitué ma thèse de 3ème cycle sont indiquées par le sigle (T3C) ; celles incluses dans ma thèse d'Etat sont indexées par (TE).

I. Articles de revues à "referee" publiés ou sous presse

- (T3C) 1 - Dynamics in the filaments -I- oscillations in a quiescent filament.
Malherbe JM, Schmieder B, Mein P : 1981, Astron. Astrophys, 102, 124.
- (T3C) 2 - Dynamics of Solar filaments -II- Mass motions in an active region filament from H α centre to limb observations.
Malherbe JM, Schmieder B, Ribes E, Mein P : 1983, Astron. Astrophys, 119, 197.
- (T3C) 3 - Current sheet models for Solar Prominences -I- Magnetohydrostatics of support and evolution through quasi-static models.
Malherbe JM, Priest ER : 1983, Astron. Astrophys., 123, 80.
- (T3C) 4 - Current sheet models for Solar Prominences -II- Energetics and Condensation process.
Malherbe JM, Priest ER, Forbes TG, Heyvaert J : 1983, Astron. Astrophys, 127, 153.
- 5 - Observation and analysis of intensity oscillations in the Solar K line.
Damé L, Gouttebroze P, Malherbe JM : 1984, Astron. Astrophys, 130, 331.
- (TE) 6 - Dynamics of solar filaments -III- Analysis of steady flows in H α and CIV lines.
Schmieder B, Malherbe JM, Mein P, Tandberg-Hanssen E : 1984, Astron. Astrophys, 136, 81.
- (TE) 7 - Twisting motions in a disturbed solar filament.
Schmieder B, Raadu M, Malherbe JM : 1985, Astron. Astrophys, 142, 249.

- (TE) 8 - Dynamics of solar filaments -IV- Structure and mass flow of an active region filament.
Schmieder B, Malherbe JM, Poland A, Simon G : 1985, Astron. Astrophys, 153, 64.
- 9 - Numerical image processing applied to the solar corona.
Malherbe JM, Noens JC, Roudier T : 1986, Solar Physics, 103, 393.
- (TE) 10 - A shock - condensation mechanism for loop prominences.
Forbes TG, Malherbe JM : 1986, Astrophys. J, 302, L 67.
- 11 - Transition zone effects on thermal non equilibrium and plasma condensation in solar coronal loops.
She ZS, Malherbe JM, Raadu MA : 1986, Astron. Astrophys, 164, 364.
- (TE) 12 - Dynamics of Solar Filaments - V - Oscillations in the H α and CIV lines.
Malherbe JM, Schmieder B, Mein P, Tandberg-Hanssen E :
1987, Astron. Astrophys, 172, 316.
- 13 - An inversion method for chromospheric line profiles.
Mein P, Mein N, Malherbe JM, Damé L : 1987, Astron. Astrophys, sous presse.
- (TE) 14 - Evidence for chromospheric evaporation during the gradual phase of large solar flares.
Schmieder B, Forbes, TG, Malherbe JM, Machado ME. : 1987, Astrophys. J., sous presse.
- (TE) 15 - Material ejecta in a disturbed solar filament.
Raadu M, Malherbe JM, Schmieder B, Mein P : 1987, Solar Phys., sous presse.
- 16 - Fine structures in solar filaments - I - observations and thermal stability.
Démoulin P, Raadu MA, Malherbe JM, Schmieder B : 1987, Astron. Astrophys., sous presse.

II. Articles soumis à une revue à "referee"

- 17 - Closed magnetic structures in the chromosphere and in the transition region.

Malherbe JM, Schmieder B, Simon G, Mein P, Tandberg-Hanssen E, soumis à Solar Physics.

III. Communications publiées ou sous presse ("proceedings" de colloques internationaux)

- 1 - Motions and oscillations in filaments.

Malherbe JM, Martres MJ, Mein P, Schmieder B, Soru Escaut I : 1981, proceedings of the Japan France Seminar on solar physics, page 166, Moriyama and Henoux editors.

- (T3C) 2 - Preflare heating of filaments.

Malherbe JM, Simon G, Mein P, Mein N, Schmieder B, Vial JC : 1983, Adv. Space Res., Vol 2, 11, 53.

- (T3C) 3 - Mass motions in a quiescent filament.

Malherbe JM, Mein P, Schmieder B : 1983, Adv. Space Res., Vol 2, 11, 57.

- (TE) 4 - Study of giant cell motions and their possible relationship with the dynamics of filaments.

Schmieder B, Ribes E, Mein P, Malherbe JM : 1984, Mem. S.A. It, 55, 319.

- (T3C) 5 - Oscillations and stationary motions in filaments.

Schmieder B, Malherbe JM, Mein P, Tandberg-Hanssen E ; 1984, Mem. S.A. It, 55, 325.

- 6 - Intensity oscillations in the calcium K line.

Gouttebroze P, Damé L, Malherbe JM : 1984, Mem. S.A. It, 55, 245.

- (TE) 7 - A Numerical simulation of the formation of solar prominences.
Malherbe JM, Forbes TG, Priest ER : 1984, publication ESA SP-220, page 119.
- 8 - Magnetic instabilities in solar filaments : models of twisting motions and ejecta.
Schmieder B, Malherbe JM, Raadu M : 1984, publication ESA SP-220, page 273.
- 9 - Mass fluxes and magnetic structures in the chromosphere and the transition region ; canopies.
Mein P, Malherbe JM, Schmieder B, Simon G, Tandberg-Hanssen E : 1985, NSO publication edited by B. Lites, Sac Peak, page 206.
- 10- Atmospheric structure deduced from disturbed line profiles; application to CaII lines.
Mein N, Mein P, Malherbe JM, Damé L, Dumont S : 1985, NSO publication edited by B. Lites, Sac Peak, page 167.
- 11 - Bright points in H α wings and connected mass flows in the solar chromosphere.
Mein P, Malherbe JM, Mouradian Z, Mein N, Schmieder B, Muller R : 1985, Lecture Notes in physics, 233, 203.
- 12 - Inversion of chromospheric line profiles.
Mein P, Mein N, Malherbe JM : 1985, in proceedings of the SOT meeting, Munich, page 303, H.U. Schmidt editor.
- 13 - Mass motions in H α absorbing features of the solar chromosphere.
Mein P, Malherbe JM, Mein N, Mouradian Z, Schmieder B : 1985, in proceedings of the SOT meeting, Munich, page 316, H.U. Schmidt editor.
- (TE) 14 - A reconnection mechanism for coronal condensations in two ribbon flares.
Forbes TG, Malherbe JM : 1985, NSO publication, Sac Peak, "the lower atmosphere of solar flares", page 443, D.F. Neidig Editor.

- 15 - On the existence of oscillations in Solar filaments observed in H α and CIV lines.
Schmieder B, Malherbe JM, Mein P, Tandberg-Hanssen E : 1987, in proceedings of the CPP meeting, NASA publication 2442, page 197.
- (TE) 16 - Can prominences form in current sheets ?
Malherbe JM, Forbes TG : 1987, in proceedings of the CPP meeting, NASA publication 2442, page 33.
- 17 - Constraints on filament models deduced from dynamical analysis.
Simon G, Schmieder B, Démoulin P, Malherbe JM, Poland AI : 1987, in proceedings of the CPP meeting, NASA publication 2442, page 177.
- 18 - Thermal stability analysis of the fine structure of solar prominences.
Démoulin P, Malherbe JM, Schmieder B, Raadu MA : 1987, in proceedings of the CPP meeting, NASA publication 2442, page 143.
- (TE) 19 - On the thermal stability of Solar Prominences.
Malherbe JM, Forbes TG : 1987, in proceedings of the CPP meeting, NASA publication 2442, page 225.

IV. Cours de l'Ecole de Goutelas

- (TE) 1 - Equilibre MHD et instabilités dans les protubérances ou filaments solaires.
Malherbe JM : 1984, cours de Goutelas, édité par A. Baglin, SFSA, page 383.
- (TE) 2 - Méthodes aux différences finies pour la résolution numérique des équations aux dérivées partielles de la dynamique des fluides et de la MHD dans le cadre de problèmes à conditions aux limites et conditions initiales.
Malherbe JM : 1984, cours de Goutelas, édité par A. Baglin, SFSA, page 221.

V. Articles de vulgarisation scientifique

- 1 - THEMIS pour voir le soleil en détails.
Malherbe JM, Rayrole J, Mein P : 1986, La Recherche, 17, 1256.
- 2 - Les Observatoires du Mont Blanc en 1900.
Malherbe JM : 1987, l'Astronomie, 101, 115.
- 3 - Il y a cent ans : les observatoires du Mont Blanc.
Malherbe JM : 1987, Pour la Science, 113, 5.
- 4 - Un QL dans les étoiles.
Malherbe JM : 1987, Science et Vie Micro, 35, 116.
- 5 - Vénus près du Soleil.
Noens JC, Malherbe JM, Mouradian Z, Panzani H, Rosch J, Roudier T :
1986, L'Astronomie, 100, 569.
- 6 - Protubérances Solaires et Programmes d'Observation.
Malherbe JM, Martres MJ, Vial JC : 1987, l'Astronomie, sous presse.

VI. Articles d'information communiqués au Journal des Astronomes Français

- 1 - Astrophysique, traitement et animation d'images numériques en couleurs par ordinateur.
Malherbe JM : 1984, JAF, 22, 9.
- 2 - Regards sur les divers modes de visualisation en couleurs des images astronomiques digitales.
Malherbe JM : 1985, JAF, 23, 17.
- 3 - L'animation des graphiques et des images générés par ordinateur.
Malherbe JM, Léorat J, Colson F, Coutard C : 1985, JAF, 24, 18
- 4 - Le magnétographe français THEMIS.
Rayrole J, Mein P, Malherbe JM : 1985, JAF, 24, 10.

- 5 - Visualisation et animation de champs stellaires sur processeur d'images.
Malherbe JM, Pelat D : 1985, JAF, 25, 22.
- 6 - THEMIS : un projet national pour une recherche internationale.
Rayrole J, Mein P, Malherbe JM : décembre 1986, JAF, page 6.